

Thermisch isolierte einkristalline Siliziumdioden als Detektoren für Mikrobolometer

**Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik der
Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Dr.-Ing.
genehmigte Dissertation**

von

Piotr Kropelnicki

aus Leszno

**Gutachter: Herr Univers.-Prof. Dr.-Ing. Holger Vogt
 Herr Prof. Dr. rer. nat. Gerd Bacher**

Tag der mündlichen Prüfung: 22.12.2010

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als Doktorand am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS) Duisburg unter der Leitung des Fachgebietes Elektronische Bauelemente und Schaltungen (EBS) der Fakultät für Ingenieurwissenschaften an der Universität Duisburg-Essen, Campus Duisburg.

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Dr. A. Grabmaier danken, der mir als Leiter des Fachgebietes und des Fraunhofer-IMS die erfolgreiche Durchführung dieser Arbeit ermöglicht hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Vogt für die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. G. Bacher danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Des Weiteren möchte ich den Mitarbeitern des Fraunhofer-IMS und des Fachgebietes EBS für die freundliche und kollegiale Zusammenarbeit danken. Allen Mitarbeitern der Gruppe IRS und MST, insbesondere auch Herrn Dr. D. Weiler und Herrn Dr. M. Ruß, sowie den Mitarbeitern von FEDU danke ich für die zahlreichen konstruktiven Diskussionen und Hilfestellungen bei der Planung, Durchführung, Messung und Auswertung meiner Versuche. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Frau Marina Wirtz gilt mein Dank für die Untersuchung verschiedener Proben mittels des Rasterkraftmikroskops.

Ferner danke ich Herrn C. Brockners, der im Rahmen seiner Diplom-Arbeit mit der Rausch-Messung und Auswertung an SOI-Dioden ebenfalls zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Schließlich möchte ich auch meinen Eltern, Maria und Wlodzimierz Kropelnicki und meiner lieben Frau, Chee Yin Tan, danken, die mich während meines Studiums ermutigt und stets unterstützt haben.

Duisburg, im April 2010

Piotr Kropelnicki

I Inhaltsverzeichnis

I	Inhaltsverzeichnis	1
1	Zusammenfassung	3
2	Einleitung und Motivation	4
3	Theoretische Grundlagen der Halbleiterphysik.....	8
3.1	Ladungsträgerkonzentration im thermischen Gleichgewicht.....	8
3.2	Ladungsträgerstatistik im Störstellenhalbleiter	9
4	Der pn-Übergang.....	13
4.1	Diffusionsspannung und Bänderstruktur.....	13
4.2	Das ideale Stromverhalten der Diode.....	18
4.3	Temperaturabhängigkeit des Diodenstromes	21
4.4	Nichtidealität der Diode	24
4.4.1	Driftbereich	24
4.4.2	Rekombinations- und Generationsbereich	25
4.4.3	High-Injection Bereich	25
4.4.4	Der serielle Widerstand	26
4.4.5	Die Zener-Diode.....	26
4.4.6	Die Pin-Diode.....	27
4.5	DC-Modellierung der Temperaturabhängigkeit von SOI-Dioden	28
5	Rauschmessung und Rauschcharakterisierung an SOI-Dioden	32
5.1	Beschreibung der wichtigsten Rauschphänomene	32
5.1.1	Thermisches Rauschen	32
5.1.2	Schrotrauschen	34
5.1.3	Generations- und Rekombinationsrauschen.....	35
5.1.4	1/f-Rauschen.....	38
5.1.5	Burstrauschen	39
5.2	Der Messaufbau.....	40
5.3	Kleinsignalmodell	42
5.4	Bestimmung des Rauschleistungsdichtespektrums $S_{i\text{in}}$ und $S_{u\text{in}}$ in der Eingangsausgangsrauschen.....	46
6	Eigenschaften der Infrarotstrahlung	54
6.1	Allgemeine Strahlungsphysik	54
6.2	Infrarote Strahlung	56
7	Infrarot-Detektoren.....	58
7.1	Photonische Detektoren.....	58
7.2	Thermische Detektoren	59
7.2.1	Der Thermopile-Sensor	60
7.2.2	Der pyroelektrische Sensor	61
7.2.3	Das Widerstandsmikrobolometer	62
7.2.4	Das Diodenbolometer	62
7.3	Absorption von Infrarot-Strahlung.....	64
7.3.1	Aufbau der Teststrukturen und theoretische Überlegung zur IR-Absorption ..	64
7.3.2	Messverfahren FTIR	67
7.3.3	Messung und Vergleich der Daten	69
7.4	Die Strahlenphysik des Bolometers	71
7.5	Ausleseschaltung des Bolometers	74
8	Herstellung des Diodenbolometers	78
8.1	Der Herstellungsprozess.....	78
8.2	Der CMOS-Wafer	80

8.3	Der Sensorwafer	81
8.4	Waferbonding und Wafergrinding	84
8.5	Kontaktierung und Strukturierung der Bolometermembran	94
9	Vakuum-Packaging	99
10	Elektrisches und thermisches Verhalten der Diodenbolometer	107
10.1	Bolometer-Teststrukturen.....	107
10.2	Temperaturverhalten der Teststrukturen	111
10.3	Rauschverhalten der Teststrukturen	116
10.4	Auswertung der Messergebnisse und NETD-Bestimmung der Teststrukturen	121
10.5	Erste Diodenbolometerergebnisse	127
11	Diskussion und Fazit	133
II	Abbildungsverzeichnis	136
III	Tabellenverzeichnis.....	139
IV	Abkürzungen und Formelzeichen	140
V	Literaturverzeichnis.....	144

1 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung und Untersuchung einer thermisch isolierten einkristallinen Siliziumdiode als Detektor für Mikrobolometer.

Zur Charakterisierung der Diodeneigenschaften werden einkristalline SOI-Zener-Dioden verwendet, deren elektrische Eigenschaften den späteren Diodenbolometern ähneln.

Anhand von Messungen der temperaturabhängigen IV-Kennlinie wird ein Modell erstellt, das die Änderung des Idealitätsfaktors und des Sättigungsstromes in Abhängigkeit von der Temperatur und des Arbeitspunktes beschreibt.

Einen begrenzenden Parameter für die Auflösung des IR-Sensors stellt das Rauschen des pn-Überganges dar. Es wurde ein Rauschmessplatz entwickelt, der die Bestimmung des Rauschens des Bauelementes auch bei kleinen Frequenzen ermöglicht.

Eine gute Abschirmung gegen die niederfrequente elektromagnetische Einstrahlung wurde mit einem doppelten Gehäuse bestehend aus Mu-Metall und Aluminium erreicht.

Es wird gezeigt, dass mit zunehmender Dotierstoffkonzentration das 1/f-Rauschen abnimmt. Auch bei zunehmender Fläche des pn-Überganges nimmt das 1/f-Rauschen ab.

Zur Herstellung des einkristallinen Diodenbolometers wurde ein „low temperature direct waferbond“ Prozessschritt entwickelt, der das Verbinden eines SOI-Sensorwafer mit dem CMOS-Wafer bei niedrigen Temperaturen ermöglicht. In einem anschließenden Waferschleif-Prozess wird das Bulksilizium des SOI-Sensorwafer bis zu 5µm über dem „buried oxide“ gedünnt, um anschließend selektiv weggeätzt zu werden. Die übrig gebliebene, sich über dem CMOS-Wafer befindliche, einkristalline Diodenbolometermembran kann dann kontaktiert und freigeätzt werden.

Zur vollständigen thermischen Isolierung des Bolometerelementes ist ein Vakuumpackaging nötig, welches mittels eines Hardlotes zwischen einem Keramikgehäuse und einem Siliziumdeckel realisiert wird. Es wird nachgewiesen, dass das so erzeugte Vakuum auch bei 5 bar Überdruck in einem Langzeittest stabil bleibt.

Es wird eine Schaltungsvariante vorgestellt, die das Auslesen des Bolometersignals ermöglicht und die Auflösung des Sensors in Abhängigkeit vom eingepprägten Strom bestimmt. Es wird gezeigt, dass der Einfluss des Schrotrauschens auf die Auflösung des Bolometers, bei höheren Diodenströmen deutlich abnimmt. Allerdings wird bei höheren Strömen der negative Einfluss des 1/f-Rauschens auf die Auflösung sichtbar, wobei der abnehmende Temperaturkoeffizient diesen Effekt verstärkt.

Für zukünftige Diodenbolometer kann aus den hier gewonnenen Erkenntnissen der Schluss gezogen werden, dass sie eine möglichst hohe Dotierstoffkonzentration und eine große Fläche des pn-Überganges besitzen sollen. Eine Überlegung wäre, die Diodengeometrie vertikal aufzubauen, um den negativen Einfluss der Grenzfläche zwischen dem SiO₂ und dem einkristallinen Silizium auf das 1/f-Rauschen zu minimieren. Des Weiteren bietet diese Lösung einen Weg zur Vergrößerung der Fläche des pn-Überganges, was wiederum eine zusätzliche Verringerung des 1/f-Rauschens zur Folge hätte.

2 Einleitung und Motivation

Die Detektion von Wärme gehört schon seit Anfang des Jahrhunderts zu den gemeinsamen Interessen der Medizin und des Militärs. Die Erfassung der Umgebungstemperatur kann mit einer Quecksilbersäule oder einem Thermofühler erfolgen. Soll aber die Wärme eines Strahlers detektiert werden, der nicht dieselbe Temperatur besitzt, wie die Umgebungstemperatur, so kann das mit ungekühlten IR-Detektoren geschehen.

Ihr Vorteil gegenüber gekühlten IR-Detektoren (photonischen Detektoren), wie z.B. der Quanten-Well-Struktur [1] oder der in Sperrrichtung betriebenen Pin-Photodiode [2], ist das Betreiben der Sensoren bei Raumtemperatur. Des Weiteren können ungekühlte IR-Sensoren in weiteren „Post-Processing“-Schritten auf eine CMOS-Schaltung integriert werden, was deren Herstellungskosten stark reduziert [3]. Nachteilig ist eine geringere Auslösung der Sensoren, die generell mit der NETD (Noise Equivalent Temperature Difference) ausgedrückt wird.

Ungekühlte IR-Sensoren detektieren IR-Strahlung indirekt. Diese sogenannten thermischen Detektoren sind in ihrer Ausführung sehr vielfältig. So kann die Wärmedetektion über ein Thermoelement erfolgen, bei dem die absorbierte Wärme eine Temperaturdifferenz an dem Thermoelement verursacht [4]. Daraus resultierend entsteht aufgrund des Seebeck-Effektes ein Spannungsabfall an den Metallkontakten der nun gemessen werden kann. Allerdings ist dieser Effekt sehr gering, sodass der Sensor sehr flächenintensiv hergestellt werden muss, um eine adäquate NETD zu erreichen.

Eine andere Variante eines thermischen Detektors stellt der pyroelektrische Sensor dar [5]. Dieser besteht aus pyroelektrischen Materialien, die einen permanenten Dipol und somit eine Polarisation besitzen. Aufgrund der absorbierten Infrarotstrahlung verändert sich die Polarisation des Materials und es entsteht eine Ladung auf der Oberfläche des Materials. Diese Ladungsänderung kann mit einer Kondensatoranordnung abgegriffen und zu einem elektrischen Signal verarbeitet werden. Allerdings ist auch hier der Effekt nicht sehr groß, was eine flächenintensive Herstellung der einzelnen Sensoren nach sich zieht.

Aus der Sicht des technologischen Fortschrittes, deren Trend zu kleineren Strukturen geht, können aktuell nur Bolometer-Elemente folgen. Diese weisen sich durch die Widerstandsänderung aufgrund der absorbierten IR-Strahlung aus.

In gegenwärtigen Bolometern wird amorphes Silizium [6] oder Vanadiumoxid [7] zur Detektion der Temperaturänderung eines Strahlers verwendet. Der Nachteil dieser amorphen Materialien liegt jedoch in deren hohem elektrischen $1/f$ -Rauschen, welches das Signal-Rausch-Verhältnis limitiert.

Einen vielversprechenden Weg zur Verringerung des $1/f$ -Rauschens scheinen kristalline Materialien zu liefern.

Einen möglichen Ansatz liefern Quanten-Well-Strukturen bestehend aus sehr dünnen einkristallinen Si/SiGe-Schichtfolgen, die epitaxial auf einem Trägerwafer aufgewachsen werden [8]. Diese Art von Sensoren können als Thermistoren angesehen werden, deren Temperaturkoeffizient von den diskreten Energiezuständen, dem Ge-Gehalt und der Dotierung der Quantenstrukturen geprägt wird. Anschließend wird der Trägerwafer mit einem Schaltungswafer mittels eines adhesive-Waferbondes verbunden.

Bislang wurden Bolometer mit einer Fläche von $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$ realisiert mit einer Ziel-NETD von $<150\text{mK}$, wobei der Temperaturkoeffizient einen maximalen Wert von $3,3\%/K$ aufzeigte. Somit besitzt dieser Sensor ein geringes $1/f$ -Rauschverhalten mit einem relativ hohen Temperaturkoeffizienten.

Auch eine einkristalline Diode verspricht die Vorteile eines geringen $1/f$ -Rauschen und eines hohen Temperaturkoeffizienten zu verbinden.

Die thermische Isolation eines Diodenbolometers verlangt aber ein Freiätzen der Bolometermembran von dem unterliegenden Siliziummaterial [9]. Somit ist das Integrieren einer CMOS-Ausleseschaltung unterhalb des Diodenbolometers nicht möglich.

Einen Ausweg aus diesem Problem liefert der Ansatz, der in dieser Arbeit vorgestellt wird. Hierbei kann sowohl der Sensorwafer, als auch der CMOS-Wafer vorerst separat von einander gefertigt werden, um anschließend mittels eines „low temperature direct waferbond“-Verfahren miteinander verbunden zu werden.

Dieser Lösungsweg zur Herstellung des Diodenbolometers ermöglicht es, die Ausleseschaltung unterhalb des Bolometerelementes zu realisieren, um somit den Füllfaktor zu steigern und das Rauschen, das durch längere Zuleitungswege entstehen kann, zu minimieren.

Auch das Unterbringen eines Reflektors zwischen dem Diodenbolometer und der Ausleseschaltung ist möglich, sodass die Absorption der Infrarotstrahlung signifikant gesteigert werden kann.

Die hier vorgestellte Ausarbeitung gliedert sich insgesamt in 11 Kapitel und wird folgend kurz vorgestellt.

In Kapitel 3 werden einleitend theoretische Grundlagen der Halbleiterphysik erläutert. Hierbei wird auf die Ladungsträgerkonzentration im thermischen Gleichgewicht eingegangen und der Ausdruck der Eigenleitungskonzentration hergeleitet. Anschließend folgt eine Betrachtung der Ladungsträgerstatistik im Störstellenhalbleiter, wobei der Ausdruck der Ladungsträgerkonzentration eines Halbleiters in Störstellenreserve, der Störstellenerschöpfung und der Eigenleitung hergeleitet wird.

Kapitel 4 stellt die theoretischen Überlegungen zum pn-Übergang vor. Zu Beginn wird der Ausdruck für die Diffusionsspannung über die jeweiligen Diffusions- und Driftströme, die an der Diode entstehen, hergeleitet. Dem folgend kann das ideale Stromverhalten einer Diode aus der Kontinuitätsgleichung, der Poisson-Gleichung und der Transportgleichung für Halbleiter unter der Beachtung von geeigneten Grenzbedingungen und Annahmen hergeleitet werden. Des Weiteren wird das ideale Stromverhalten einer Diode auf seine Temperaturabhängigkeit hin untersucht.

Aufgrund der Divergenz zwischen dem idealen und dem realen Stromverhalten eines pn-Überganges, werden nichtideale Effekte erläutert. Diese Effekte werden in einem anschließenden temperaturabhängigen DC-Modell für SOI-Dioden eingebettet. Die Modellierung kann mittels einer Software zur Simulation von Schaltungen (Spice) durchgeführt werden, wobei das Ergebnis der Simulation mit den gemessenen Diodenverhalten verglichen und durch Variation von geeigneten Parametern angepasst werden kann. Somit ist das Bestimmen des Temperaturkoeffizienten in Abhängigkeit vom

Arbeitspunkt und Temperatur einer Diode möglich, wobei der Temperaturkoeffizient in der weiteren Berechnung der NETD verwendet wird.

Ein weiteres wichtiges Verhalten das die NETD weitreichend beeinflusst wird in Kapitel 5 vorgestellt. Es befasst sich mit der Rauschmessung und Rauschcharakterisierung an SOI-Dioden. Anfangs werden grundlegende Rauschphänomene betrachtet, die an einem Halbleiterelement auftreten können, um anschließend auf einen Messaufbau zur Messung des Rauschverhaltens an SOI-Dioden einzugehen, der im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit der Universität in Ljubljana entwickelt wurde.

In Kapitel 6 werden die Eigenschaften und die allgemeine Strahlungsphysik der Infrarotstrahlung besprochen. Insbesondere das Plancksche Gesetz, das die Aufspaltung des im Stefan-Boltzmann-Gesetz definierten Strahlungsflusses in einzelne Wellenlängen beschreibt wird hier erörtert. Weiterhin wird die atmosphärische Transmission der IR-Strahlung in Abhängigkeit der Wellenlänge diskutiert.

Die Vorstellung und der Vergleich von photonischen und thermischen IR-Sensoren werden in Kapitel 7 beschrieben. Das Potential der bereits entwickelten Detektoren bezüglich deren Strukturgröße und der NETD werden hier erläutert. Des Weiteren wird an dieser Stelle der Aufbau eines aktuellen Diodenbolometers erläutert, wobei die Nachteile, wie z.B. der Füllfaktor, bei der Herstellung dieser Sensoren betont werden.

Um diese Nachteile bei den hier vorgestellten Diodenbolometern zu umgehen, wird eine Fabry-Perot ähnliche Struktur vorgestellt. An gefertigten Teststrukturen wurden Messungen zur Absorption von IR-Strahlung mit der Fourier-Transform-Infrarotspektroskopie durchgeführt und mit theoretischen Überlegungen verglichen.

Folgend wird die Strahlenphysik eines Bolometers erläutert. Hierbei wird das Hauptaugenmerk auf die mathematische Herleitung der NETD und der Stromresponsivität gelegt. Da ein Sensor ohne Ausleseschaltung keinen Aussagewert über dessen mögliche Auslösung besitzt, wird eine ideale Ausleseschaltung in Form eines Integrators vorgestellt und die NETD dieses Gesamtsystems bestehend aus Schaltung und Diodenbolometer hergeleitet.

Das 8te Kapitel stellt den technologischen Teil dieser Arbeit dar. Die Herstellung des in dieser Arbeit vorgestellten Diodenbolometers wird hier beschrieben. Der Prozessverlauf sieht die separate Fertigung des Sensorwafers und des CMOS-Wafers vor, wobei die beiden Wafer anschließend mittels eines Waferbondes vereinigt werden. Ein ähnlicher Prozess für die Fertigung von MEMS wird in [10] vorgestellt.

Letztendlich wird das Bolometerelement mit dem Schaltungswafer elektrisch verbunden und die Bolometermembran frei geätzt.

Aufgrund der geringen Temperaturänderung der Bolometermembran nach der Absorption von Infrarotstrahlung bezüglich des Substrates, ist es notwendig diese Temperaturänderung während der Auslesezeit beizubehalten. Somit ist es wichtig das Bolometerelement vom Substrat möglichst gut thermisch zu isolieren. Dies kann mit dem in Kapitel 9 vorgestellten Konzeptes des Vakuumpackagings erfolgen. Das Vakuumpackage besteht hierbei aus einem Keramikgehäuse, das bei einer Vakuumumgebung mit einem IR-durchlässigen Siliziumdeckel mittels eines Au-Sn-Bondes vakuumdicht verbunden wird.

In Kapitel 10 wird auf das gemessene thermische und elektrische Verhalten von Diodenbolometern eingegangen. Anhand von bolometerähnlichen Teststrukturen mit unterschiedlichen geometrischen Abmessungen und technologischen Parametern kann eine Aussage über die Auflösung der zukünftigen Bolometer getroffen werden. Hierbei werden die

Teststrukturen thermisch und elektrisch charakterisiert und sowohl bezüglich ihres temperaturabhängigen DC- als auch ihres Rauschverhaltens modelliert. Abschließend wird ein in dieser Arbeit hergestelltes Bolometerelement vorgestellt und dessen theoretisches erreichbares NETD nach erfolgter Modellierung berechnet.

Abgeschlossen wird diese Dissertation mit einer Diskussion und einem Fazit im Kapitel 11 sowie einem Anhang.

3 Theoretische Grundlagen der Halbleiterphysik

Die hier vorgestellten Diodenbolometer bestehen aus Silizium und basieren auf dem Prinzip der Absorption von Wärme (IR-Strahlung) und deren Umwandlung in einen elektrischen Strom. Die Verknüpfung zwischen der eingestrahnten Wärme und dem daraus resultierenden Strom kann durch eine Betrachtung der Ladungsträger (Elektronen) im Material erläutert werden. Hierbei müssen Absorptions-, Generations- und Transportvorgänge näher untersucht werden. Die Funktionsweise eines Diodenbolometers kann in drei Teilschritte unterteilt werden: 1. Absorption von IR-Strahlung (Wärme); 2. Generierung von freien Ladungsträgern aufgrund der zusätzlich zugeführten thermischen Energie; 3. Detektion der thermisch generierten Ladungsträger mittels einer geeigneten Schaltung.

In diesem Kapitel sollen einige Grundlagen von auf Silizium basierenden Diodenbolometern erläutert werden, die die drei oben erwähnten Prozesse näher erklären sollen.

3.1 Ladungsträgerkonzentration im thermischen Gleichgewicht

Ein einkristallines Silizium, das keine Störstellen besitzt, wird als intrinsischer Halbleiter bezeichnet. Bei Raumtemperatur besitzt Silizium eine indirekte Bandlücke von 1,1eV. Die Wahrscheinlichkeit dieses Potentials zu überwinden wird durch die Zuführung einer thermischen Energie erhöht. Bei Raumtemperatur können durch Gitterschwingungen Elektronen aus dem Gitter ausbrechen und vom Valenzband aufs Leitungsband angehoben werden. Da jedes quasi-freie Elektron immer ein Loch im Halbleiter hinterlässt, ist deren Ladungsträgerkonzentration im Valenzband n (Elektronen) und deren Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband p (Löcher) gleich und es gilt:

$$n = p = n_i \quad \text{Gl.(3.1)}$$

Hierbei bezeichnet n_i die Eigenleitungskonzentration.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein quasi-freies Elektron einen Zustand mit der Energie W besetzt, kann durch die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion $F(W)$ beschrieben werden [11]:

$$F(W) = \frac{1}{1 + e^{(W - W_F) / k_B T}} \quad \text{Gl.(3.2)}$$

Hierbei stellt W_F die Fermienergie, k_B die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur dar.

Mit steigender Temperatur T steigt die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen oberhalb und Löcher unterhalb der Fermi-Energie W_F gefunden werden können.

Weiterhin gilt für Energien, die weit über der Fermi-Energie liegen, folgende Vereinfachung der Verteilungsfunktion im Leitungsband.

$$f_L(W) = \frac{1}{e^{(W-W_{Fi})/kT} + 1} \approx e^{-(W-W_{Fi})/kT}, \quad \text{Gl.(3.3)}$$

wobei der letzte Term die Gibbs-Boltzmann-Verteilung widerspiegelt. W_{Fi} stellt die intrinsische Fermi-Energie dar.

Somit kann die Ladungsträgerkonzentration der Elektronen n im Leitungsband berechnet werden zu

$$n = N_L \cdot e^{-(W_L-W_{Fi})/kT}, \quad \text{Gl.(3.4)}$$

wobei N_L die effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes genannt wird. Sie gibt die Konzentration der Elektronen an, die das Leitungsband maximal aufnehmen kann.

Analog gilt für die Ladungsträgerkonzentration der Löcher im Valenzband

$$p = N_V \cdot e^{-(W_{Fi}-W_V)/kT}. \quad \text{Gl.(3.5)}$$

N_V bezeichnet hier die effektive Zustandsdichte des Valenzbandes.

Durch den in Gleichung 3.1 dargestellten Zusammenhang kann die Eigenleitungskonzentration errechnet werden:

$$n_i = \sqrt{N_L N_V} \cdot e^{-(W_L-W_V)/2kT} = \sqrt{N_L N_V} \cdot e^{-W_g/2kT} \quad \text{Gl.(3.6)}$$

Hierbei ist W_g die Bandlücken-Energie.

3.2 Ladungsträgerstatistik im Störstellenhalbleiter

Durch den gezielten Einbau von Fremdatomen in einen intrinsischen Halbleiter, wie es bei einer Ionenimplantation der Fall ist, können Energieniveaus zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband entstehen. Ein Fremdatom, das ein Energieniveau nahe des Leitungsbandes verursacht, wird als Donator bezeichnet und als Akzeptor, wenn es sich um ein Fremdatom handelt, das ein Energieniveau nahe des Valenzbandes verursacht. Bei einem Donator wird das verursachte Energieniveau W_D genannt und beim Akzeptor W_A .

Die Besetzung des Energieniveaus mit Elektronen bei einem mit Donatoren dotierten Material [11] (n-dotiert) lautet:

$$N_D^0 = g_D \cdot f(W_D) = N_D \cdot \frac{1}{\frac{1}{f_D} e^{(W_D-W_{Fn})/kT} + 1}, \quad \text{Gl.(3.7)}$$

mit

$$N_D = N_D^0 + N_D^+. \quad \text{Gl.(3.8)}$$

Hierbei bezeichnet g_D die Zustandsdichte und N_D die Ladungsträgerdichte der Donatoren und es gilt in Gl. 3.7 die Annahme, dass $g_D = N_D$ ist. In Gl. 3.7 stellt der Faktor f_D einen Entartungsfaktor für die Donatorniveaus dar mit einem Wert von 2 [11].

In Gl. 3.8 ist N_D^0 die Ladungsträgerdichte der nicht ionisierten und N_D^+ die Ladungsträgerdichte der ionisierten Donatoren.

Die Besetzungswahrscheinlichkeit wird durch die Fermi-Energie W_{Fn} des n-dotierten Halbleiters bestimmt.

Analog gilt für die Ladungsträgerdichte N_A^- der ionisierten Akzeptoren in einem p-dotierten Halbleiter:

$$N_A^- = g_A \cdot f(W_A) = N_A \cdot \frac{1}{f_A e^{(W_A - W_{Fp})/kT} + 1}, \quad \text{Gl.(3.9)}$$

mit

$$N_A = N_A^0 + N_A^-, \quad \text{Gl.(3.10)}$$

wobei W_{Fp} die Fermi-Energie des p-dotierten Halbleiters und f_A den Entartungsfaktor der Akzeptorniveaus mit einem Wert von 4 darstellt [11]. Des Weiteren gibt N_A die Ladungsträgerdichte der Akzeptoren und N_A^0 die Ladungsträgerdichte der nicht ionisierten Akzeptoren an

Auch bei einer simultanen p- und n-Dotierung gilt für einen Halbleiter die Ladungsneutralität:

$$n + N_A^- = p + N_D^+. \quad \text{Gl.(3.11)}$$

Das Anwendungsgebiet eines Diodenbolometers sieht einen Arbeitsbereich mit Temperaturen von -40°C bis 80°C vor. Bei diesen Temperaturen befindet sich das dotierte Silizium im Erschöpfungsbereich, wobei hier sämtliche Akzeptoren und Donatoren ionisiert sind und es gilt für Gl. 3.11:

$$n + N_A = p + N_D \quad \text{Gl.(3.12)}$$

mit

$$N_D = N_D^+ \quad \text{Gl.(3.13)}$$

und

$$N_A = N_A^- \quad \text{Gl.(3.14)}$$

Zusammen mit Gl. 3.6 und Gl.3.11 gilt in einem n-Halbleiter [11]:

$$n_n = \frac{1}{2} \left[(N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right] \approx N_D \quad \text{Gl.(3.15)}$$

wenn

$$|N_D - N_A| \gg n_i \quad \text{Gl.(3.16)}$$

und

$$N_D \gg N_A \quad \text{Gl.(3.17)}$$

Da $n \approx N_D$ ist, kann mit der Anwendung des Massenwirkungsgesetzes die Ladungsträgerkonzentration der Löcher (Minoritätsladungsträger) in einem n-Halbleitervolumen berechnet werden:

$$p_n = \frac{n_i^2}{n} = \frac{n_i^2}{N_D} \quad \text{Gl.(3.18)}$$

Weiterhin gilt für den Fall, in dem Elektronen die Minoritätsladungsträger darstellen

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \quad \text{Gl.(3.19)}$$

Es kann dann die Fermi-Energie unter Verwendung von Gl.3.4 und Gl.3.5 wie folgt bestimmt werden:

$$W_{F_n} = W_L - kT \ln \left(\frac{N_L}{n} \right) \approx W_L - kT \ln \left(\frac{N_L}{N_D} \right) \quad \text{Gl.(3.20)}$$

für einen n-Halbleiter und

$$W_{F_p} = W_V + kT \ln \left(\frac{N_V}{p} \right) \approx W_V + kT \ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right) \quad \text{Gl.(3.21)}$$

für einen p-Halbleiter.

Die Fermi-Energie eines n-dotierten Halbleiters kann aber auch mit der intrinsischen Fermi-Energie ausgedrückt werden.

Es gilt

$$n = N_L e^{\left(\frac{W_L - W_F}{kT} \right)} \quad \text{Gl.(3.22)}$$

und

$$n_i = N_L e^{\left(\frac{W_L - W_{Fi}}{kT} \right)} . \quad \text{Gl.(3.23)}$$

Durch die Division der beiden Gleichung und der Umstellung nach der Ladungsträgerkonzentration der Elektronen n, folgt

$$n = n_i e^{\left(\frac{W_{Fn} - W_{Fi}}{kT} \right)} . \quad \text{Gl.(3.24)}$$

Mit der Umstellung von Gl. 3.24 nach der Fermienergie der Elektronen erhält man den Ausdruck

$$W_{Fn} = kT \ln \left(\frac{n}{n_i} \right) + W_{Fi} . \quad \text{Gl.(3.25)}$$

Analog gilt der Ausdruck für die Fermienergie eines p-dotierten Halbleiters

$$W_{Fp} = kT \ln \left(\frac{p}{n_i} \right) + W_{Fi} . \quad \text{Gl.(3.26)}$$

4 Der pn-Übergang

In diesem Kapitel soll ein Einblick in die theoretischen Grundlagen des pn-Übergangs vermittelt werden. Hierbei wird zunächst der Ausdruck der Diffusionsspannung abgeleitet, um anschließend auf die ideale Strom-Spannungs-Charakteristik einer Diode einzugehen. Ferner wird das theoretische Temperaturverhalten einer Diode thematisiert, um anschließend auf diesen Grundlagen ein temperaturabhängiges Gleichstrommodell aufzustellen.

4.1 Diffusionsspannung und Bänderstruktur

Ein pn-Übergang besitzt, wie man aus dem Namen schließen kann, einen p-dotierten Bereich mit einem angrenzenden n-dotierten Bereich.

Je nach technologischer Verarbeitung kann dieser Übergang als abrupt oder linear angenommen werden.

Aufgrund einer sehr zügigen Temperung, die bei der Herstellung der hier vorgestellten Diodenbolometer vorgenommen wird, ist die Diffusion der Ladungsträger nach der Implantation sehr gering, so dass der Übergang als abrupt angenommen werden kann.

In den unterschiedlich dotierten Gebieten herrscht im n-Gebiet eine hohe Konzentration an Elektronen, im p-Gebiet an Löchern.

Durch den abrupten Übergang der beiden Gebiete entsteht ein Konzentrationsgefälle an Ladungsträgern. Aufgrund des Konzentrationsgefälles versuchen Elektronen in das p-Gebiet zu diffundieren. Gleichzeitig diffundieren Löcher in das n-Gebiet.

Die sich ergebenden Diffusionsströme der Elektronen $\vec{J}_{n,Diff}$ und der Löcher $\vec{J}_{p,Diff}$ können ausgedrückt werden zu:

$$\vec{J}_{n,Diff} = -eD_n \text{grad}(n(x)) \quad \text{Gl.(4.1)}$$

und

$$\vec{J}_{p,Diff} = eD_p (-\text{grad}(p(x))) = -eD_p \text{grad}(p(x)) \quad \text{Gl.(4.2)}$$

Wobei $\vec{J}_{n,Diff}$ den Diffusionsstrom der Elektronen darstellt, $\vec{J}_{p,Diff}$ den Diffusionsstrom der Löcher, $\text{grad}(n(x))$ den Konzentrationsgradienten der Elektronen, $\text{grad}(p(x))$ den Konzentrationsgradienten der Löcher, D_n den Diffusionskoeffizienten der Elektronen, D_p den Diffusionskoeffizient der Löcher, $-e$ die Elementarladung der Elektronen und $+e$ die Elementarladung der Löcher.

Aufgrund der Diffusion von Ladungsträgern bleiben sowohl im n-Gebiet positiv geladene Atomrümpfe, als auch im p-Gebiet negativ geladene Atomrümpfe zurück. Die Zone, die sich aufgrund der geladenen Atomrümpfe ausbildet, nennt man Raumladungszone (RLZ). Zwischen den beiden Bereichen entsteht ein elektrisches Feld, welches ebenfalls einen Stromfluss verursacht.

Es gilt für eine Elektronenstromdichte, die von einem elektrischen Feld erzeugt wird:

$$\vec{J}_{n,Feld} = -en(-\mu_n \vec{E}) = en\mu_n \vec{E} \quad \text{Gl.(4.3)}$$

mit

$$\vec{E} = -\text{grad}(\varphi) = \frac{1}{e} \text{grad}(W). \quad \text{Gl.(4.4)}$$

Dabei stellt E das elektrische Feld, μ_n die Beweglichkeit der Elektronen, W die Energie einer Ladung im elektrischem Feld und φ das elektrischem Potential dar.

Äquivalent gilt für eine Löcherstromdichte:

$$\vec{J}_{p,Feld} = ep\mu_p \vec{E}, \quad \text{Gl.(4.5)}$$

mit μ_p der Beweglichkeit der Löcher.

Ferner gilt mit der Einsteinschen Beziehung

$$\mu_n = -D_n \frac{e}{kT}, \quad \text{Gl.(4.6)}$$

bzw. für Löcher

$$\mu_p = D_p \frac{e}{kT}. \quad \text{Gl.(4.7)}$$

Hierbei ist D_n der Diffusionskoeffizient der Elektronen, D_p der Diffusionskoeffizient der Löcher, T die Temperatur und k die Boltzmannkonstante.

Zusammenfassend gilt also für die generierten Stromdichten:

$$\vec{J}_n = \vec{J}_{n,Feld} + \vec{J}_{n,Diff} = e\mu_n \left(n\vec{E} + \frac{kT}{e} \text{grad}(n) \right) \quad \text{Gl.(4.8)}$$

und

$$\vec{J}_p = \vec{J}_{p,Feld} + \vec{J}_{p,Diff} = e\mu_p \left(p\vec{E} - \frac{kT}{e} \text{grad}(p) \right). \quad \text{Gl.(4.9)}$$

Werden Gl.4.8 und Gl.4.9 addiert, so ergibt sich die Gesamtstromdichte einer Diode.

Abb. 4.1 zeigt die Dotierstoffkonzentration und die kompletten Ladungsträgerverläufe $p(x)$ und $n(x)$ über dem pn-Übergang. Zusätzlich werden die einzelnen Komponenten, die den Strom der Diode tragen, aufgeführt. Hierbei spiegelt p_{po} die Ladungsträgerkonzentration der Löcher auf der p-Seite, n_{no} die Ladungsträgerkonzentration der Elektronen auf der n-Seite, n_{po} die Ladungsträgerkonzentration der Elektronen auf der p-Seite und p_{no} die Ladungsträgerkonzentration der Löcher auf der n-Seite wider.

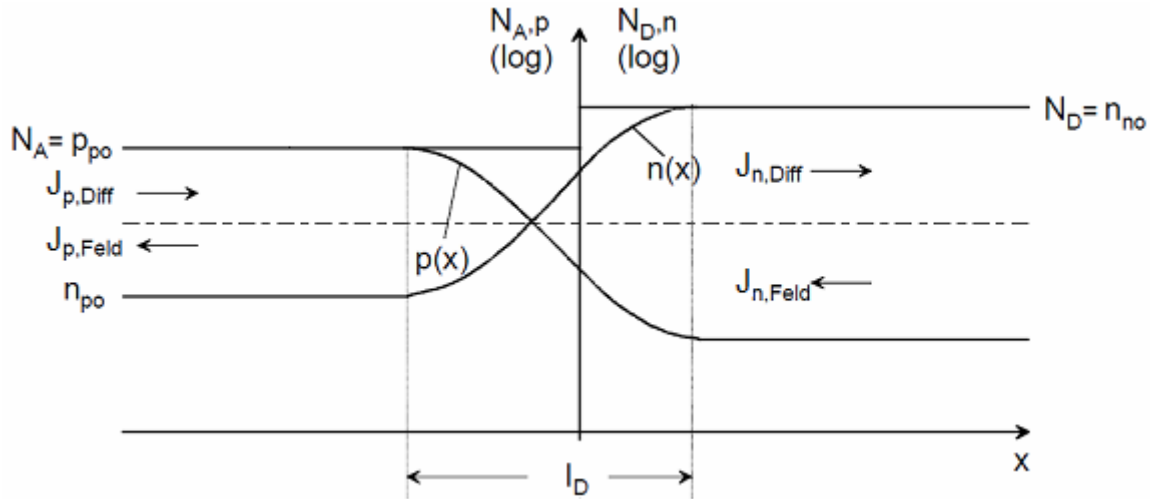


Abbildung 4.1 - Dotierstoff- und Ladungsträgerkonzentration einer Diode [13]

Im thermodynamischen Gleichgewicht muss die Gesamtstromdichte gleich Null sein, mit

$$J_{ges} = 0 = J_{Feld} + J_{Diff} = J_{n,Feld} + J_{n,Diff} + J_{p,Feld} + J_{p,Diff} \quad \text{Gl.(4.10)}$$

Des Weiteren folgt mit dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes:

$$J_n = J_{n,Feld} + J_{n,Diff} = 0 \quad \text{Gl.(4.11)}$$

und

$$J_p = J_{p,Feld} + J_{p,Diff} = 0. \quad \text{Gl.(4.12)}$$

Somit gilt für die Elektronenstromdichte J_n :

$$J_n = e\mu_n nE - eD_N \frac{dn}{dx} = 0. \quad \text{Gl.(4.13)}$$

Die Umstellung nach E und mit der Einstein-Smoluchowski-Beziehung ergibt sich

$$E = \left(\frac{eD_N}{e\mu_n n} \right) \left(\frac{dn}{dx} \right) = \left(\frac{D_N}{\mu_n} \right) \left(\frac{1}{n} \right) \left(\frac{dn}{dx} \right) = - \left(\frac{kT}{e} \right) \left(\frac{1}{n} \right) \left(\frac{dn}{dx} \right). \quad \text{Gl.(4.14)}$$

Durch die Beziehung zwischen der elektrischen Feldstärke und dem elektrischen Potential

$$U(x) = - \int_{-\infty}^x E(x) dx \quad \text{Gl.(4.15)}$$

lässt sich mit Gl. 4.14 die über dem pn-Übergang abfallende Diffusionsspannung U_D berechnen zu

$$U_D = - \int_{-\infty}^{\infty} E dx = \frac{kT}{e} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{n} \right) \left(\frac{dn}{dx} \right) dx = \frac{kT}{e} \int_{n(-\infty)}^{n(+\infty)} \frac{dn}{n} . \quad \text{Gl.(4.16)}$$

Nach der Integration gilt

$$U_D = \frac{kT}{e} \ln n \Big|_{n(-\infty)}^{n(+\infty)} . \quad \text{Gl.(4.17)}$$

Für Elektronen, die sich auf der p-dotierten Seite befinden und somit die Minoritätsladungsträger darstellen, gilt:

$$n_p = n(-\infty) = n_i^2 / N_A . \quad \text{Gl.(4.18)}$$

Auf der n-dotierten Seite, wo die Elektronen die Majoritätsladungsträger darstellen gilt hingegen:

$$n_n = n(+\infty) = N_D . \quad \text{Gl.(4.19)}$$

Daraus ergibt sich folgender Ausdruck für Gl. 4.20:

$$U_D = \frac{kT}{e} (\ln n_n - \ln n_p) = \frac{kT}{e} \left(\ln \frac{n_n}{n_p} \right) . \quad \text{Gl.(4.20)}$$

Mit der Substitution von Gl.4.18 und Gl.4.19 in Gl.4.20 ergibt sich letztendlich für die Diffusionsspannung [13]:

$$U_D = \frac{kT}{e} \left(\ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) . \quad \text{Gl.(4.21)}$$

Abbildung 4.2 zeigt das Bänderdiagramm mit den entsprechenden Fermi-niveaus und der an dem pn-Übergang abfallenden Diffusionsspannung.

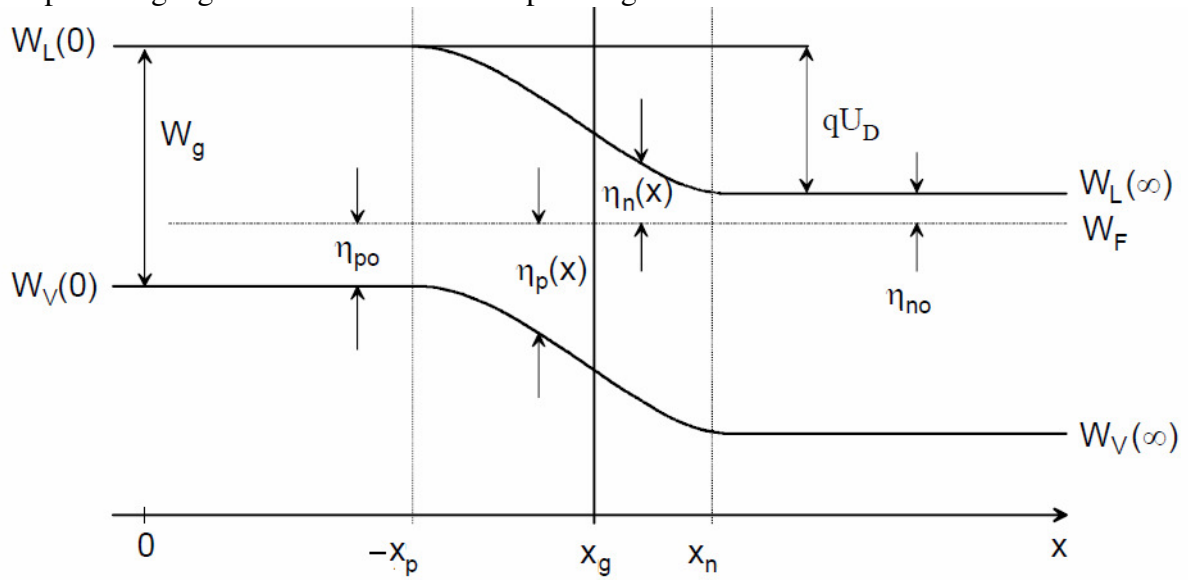


Abbildung 4.2 - Bändermodell eines abrupten pn-Überganges [12]

In Abb. 4.2 spiegelt $-x_p$ die Ausdehnung der Raumladungszone (RLZ) auf der p-dotierten Seite und x_n die Ausdehnung der RLZ auf der n-dotierten Seite wider. x_g stellt die Grenzfläche des pn-Überganges dar.

Des Weiteren gilt

$$n(x) = N_L e^{\left(\frac{W_L(x) - W_F}{kT}\right)} = N_L e^{\left(\frac{-\eta_n(x)}{kT}\right)} \quad \text{Gl.(4.22)}$$

und

$$p(x) = N_V e^{\left(\frac{W_F - W_V(x)}{kT}\right)} = N_V e^{\left(\frac{-\eta_p(x)}{kT}\right)} \quad \text{Gl.(4.23)}$$

Die Majoritätsladungsträgerkonzentrationen p_{p0} und n_{n0} werden definiert als

$$n_{n0} = N_L e^{\left(\frac{-\eta_{n0}}{kT}\right)} \quad \text{Gl.(4.24)}$$

und

$$p_{p0} = N_V e^{\left(\frac{-\eta_{p0}}{kT}\right)} \quad \text{Gl.(4.25)}$$

4.2 Das ideale Stromverhalten der Diode

Wird bezüglich des p-Gebietes ein negatives Potential an das n-Gebiet der Diode angelegt, so wird die Energie- bzw. die Potentialbarriere, die für die Minoritätsladungsträger zum Überwinden der RLZ notwendig ist, von eU_D zu

$$e(U_D - U) \quad \text{Gl.(4.26)}$$

verringert, wobei U die Vorwärtsspannung der Diode darstellt.

Das Bestimmen des idealen Stromverhaltens einer Diode kann aus der Kontinuitätsgleichung, der Poisson-Gleichung und der Transportgleichung für Halbleiter unter der Beachtung von geeigneten Grenzbedingungen und Annahmen hergeleitet werden. Unter den in [13] betrachteten Annahmen ergibt sich folgende Ausdruck:

$$0 = D_p \frac{d^2 \Delta p_n}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_p} . \quad \text{Gl.(4.27)}$$

Diese Gleichung ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung mit τ_p der Lebensdauer der Minoritätsladungsträgerkonzentration p_n und

$$p_n = p_{n0} + \Delta p_n(x) . \quad \text{Gl.(4.28)}$$

Analog gilt für p-Halbleiter:

$$0 = D_n \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_n} \quad \text{Gl.(4.29)}$$

mit τ_n der Lebensdauer der Minoritätsladungsträgerkonzentration n_p und

$$n_p = n_{p0} + \Delta n_p(x) . \quad \text{Gl.(4.30)}$$

Des Weiteren folgt für die Minoritätsträgerstromdichte J_p an der n-seitigen Grenzfläche des pn-Überganges

$$J_{p|depl} = J_p(x_n) = -eD_p \left. \frac{d\Delta p_n}{dx} \right|_{x=x_n} . \quad \text{Gl.(4.31)}$$

Analog gilt für die Minoritätsträgerstromdichte J_n

$$J_{n|depl} = J_n(-x_p) = eD_n \frac{d\Delta n_p}{dx} \Big|_{x=-x_p} . \quad \text{Gl.(4.32)}$$

Der Gesamtstrom der Diode ergibt sich zu

$$J = J_p(x_n) + J_n(-x_p) . \quad \text{Gl.(4.33)}$$

Hierbei geben $x=-x_p$ und $x=x_n$ die Positionen der Ränder der RLZ an.

Wird die über den gesamten pn-Übergang abfallende Spannung betrachtet so ergibt sich unter Einbeziehung von Gl. 4.14 und Gl. 4.26 folgender Ausdruck:

$$U_j = U_D - U = - \int_{-x_p}^{x_n} E dx = - \int_{-x_p}^{x_n} \frac{kT}{e} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} dx = \frac{kT}{e} \ln x \Big|_{n(-x_p)}^{n(x_n)} \quad \text{Gl.(4.34)}$$

Mit dem Einsetzen der Grenzen und Umstellung nach $n_p(-x_p)$ folgt

$$n_p(-x_p) = n_n(x_n) e^{[-eU_D/kT]} e^{[eU/kT]} . \quad \text{Gl.(4.35)}$$

Wird Gl. 4.20 invertiert, dann ergibt sich folgender Ausdruck:

$$e^{-eU_D/kT} = \frac{n_i^2}{n_{n0} p_{p0}} \quad \text{Gl.(4.36)}$$

und in Gl. 4.35 eingesetzt so folgt Gl. 4.37, wobei angenommen wurde, dass $n_n(x_n) \cong n_{n0}$ gilt.

$$n_p(-x_p) = n_n(x_n) \frac{n_i^2}{n_{n0} p_{p0}} e^{[eU/kT]} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} e^{[eU/kT]} \quad \text{Gl.(4.37)}$$

Mit der Annahme, dass $\frac{n_i^2}{p_{p0}} = n_{p0}$ ist, kann die Minoritätsträgerkonzentration an der Grenzfläche $x=-x_p$ berechnet werden:

$$n_p(-x_p) = n_{p0} e^{[eU/kT]} \quad \text{Gl.(4.38)}$$

Das Einsetzen in Gl. 4.30 ergibt

$$\Delta n_p(-x_p) = n_{p0}(e^{eU/kT} - 1). \quad \text{Gl.(4.39)}$$

Analog gilt für Löcher

$$\Delta p_n(x_n) = p_{n0}(e^{eU/kT} - 1). \quad \text{Gl.(4.40)}$$

Weiterhin gilt die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{d^2 \Delta p(x_n)}{dx_n^2} = \frac{\Delta p_n(x_n)}{D_p \tau_p} = \frac{\Delta p_n(x_n)}{L_p^2}, \quad \text{Gl.(4.41)}$$

Wobei L_p die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger p_n bezeichnet:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}. \quad \text{Gl.(4.42)}$$

Gl. 4.41 stellt eine Differenzial-Gleichung 2ter Ordnung dar und kann mit der Laplace-Transformation gelöst werden.

Mit der Beachtung der Grenzbedingungen aus Gl. 4.40 ergibt sich für $\Delta p(x')$ folgender Zusammenhang.

$$\Delta p(x') = p_n - p_{n0} = p_{n0}(e^{eU/kT} - 1)e^{-(x')/L_p}. \quad \text{Gl.(4.43)}$$

Hierbei wurde eine Koordinatentransformation durchgeführt, wobei angenommen wurde, dass die Variable x' ihren Ursprung bei $x = x_n$ liegt [13].

Eingesetzt in Gl. 4.31 kann folgender Ausdruck für die injizierte Minoritätsträgerstromdichte J_p mit $x = x_n$ bzw. $x' = 0$ hergeleitet werden

$$J_p(x_n) = -eD_p \left. \frac{dp_n}{dx_n} \right|_{x_n} = \frac{eD_p}{L_p} p_{n0}(e^{eU/kT} - 1). \quad \text{Gl.(4.44)}$$

Analog gilt für die injizierte Minoritätsträgerstromdichte J_n :

$$J_n(-x_p) = -eD_n \left. \frac{dn_p}{dx_p} \right|_{-x_p} = \frac{eD_n}{L_n} n_{p0}(e^{eU/kT} - 1) \quad \text{Gl.(4.45)}$$

Für Gl. 4.33 ergibt sich die Gesamtstromdichte durch die Diode zu

$$J = e \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right] (e^{eU/kT} - 1). \quad \text{Gl.(4.46)}$$

Den Vorfaktor bezeichnet man hierbei als Sättigungsstromdichte J_s :

$$J_s = e \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right]. \quad \text{Gl.(4.47)}$$

Diese Sättigungssperrstromdichte ist demnach ein temperaturabhängiger Parameter.

Für den Gesamtstrom durch die Diode gilt folgender Ausdruck

$$I_D = I_s (e^{eU/kT} - 1), \quad \text{Gl.(4.48)}$$

mit

$$I_s = eA \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right]. \quad \text{Gl.(4.49)}$$

Dabei gibt A die Größe der Grenzfläche an.

4.3 Temperaturabhängigkeit des Diodenstromes

Die Temperaturabhängigkeit des Diodenstromes spielt in dieser Arbeit eine zentrale Rolle. Aus diesem Grund soll diese Abhängigkeit dargestellt und für die spätere Modellierung genutzt werden.

Zur Erinnerung soll hier nochmals Gl. 3.6 wiederholt werden:

$$np = n_i^2 = N_L N_V \exp(-W_g / kT) \quad \text{Gl.(4.50)}$$

Die effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes N_L kann wie folgt ausgedrückt werden [11]

$$N_L = 2 \left(\frac{2\pi m_{de} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} M_C \quad \text{Gl.(4.51)}$$

Hierbei gibt M_C die Anzahl der degenerierten Minima im Leitungsband an und m_{de} wird als Zustandsdichte-effektive-Masse der Elektronen bezeichnet.

Für die effektive Zustandsdichte des Valenzbandes N_V gilt

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_{dh} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad \text{Gl.(4.52)}$$

mit m_{dh} der Zustandsdichte-effektive-Masse der Löcher.

Des Weiteren gilt für die Bandlückenenergie E_g folgende Temperaturabhängigkeit mit:

$$W_g = W_g(T_0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}. \quad \text{Gl.(4.53)}$$

Hierbei wurde $\alpha=0.000473$ eV/K, $\beta=636$ K und $W_g(T_0) = 1.17$ eV gewählt.

Nun kann mit dem Einsetzen von Gl. 4.51 und Gl. 4.52 in Gl. 4.50 die Eigenleitungskonzentration berechnet werden.

$$\begin{aligned} n_i &= \sqrt{N_C N_V} e^{(-W_g / 2kT)} \\ &= 2 \left(\frac{2\pi m_0 k}{h^2} \right) \left(\frac{m_{de} m_{dh}}{m_0^2} \right)^{\frac{3}{4}} M_C^{1/2} T^{3/2} e^{-W_g / 2kT} \\ &= K_1 T^{3/2} e^{-W_g / 2kT}. \end{aligned} \quad \text{Gl.(4.54)}$$

Hier wurden alle temperaturunabhängigen Konstanten zu K_1 zusammengefasst. m_0 stellt die Ruhemasse eines Elektrons dar.

Betrachtet man Gl. 4.47 unter Annahme, dass $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ und $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ gilt, so folgt ein Ausdruck für die Sättigungssperrstromdichte J_s .

$$\begin{aligned} J_s &= e \left[\frac{D_n}{L_n} n_{p0} + \frac{D_p}{L_p} p_{n0} \right] = e \left[\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_A} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} \right] \\ &= e n_i^2 \left[\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{1}{N_A} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{1}{N_D} \right]. \end{aligned} \quad \text{Gl.(4.55)}$$

Da, D_n/τ_n und D_p/τ_p proportional zu T^y [11] sind, können folgende Ausdrücke definiert werden

$$\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} = K_n T^{y/2} \quad \text{Gl.(4.56)}$$

und

$$\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} = K_p T^{y/2}. \quad \text{Gl.(4.57)}$$

Hierbei stellen K_n und K_p temperatur- und spannungsunabhängige Konstanten dar.

Nun wird Gl. 4.56 und Gl. 4.57 in Gl. 4.55 eingesetzt und es gilt für die Sättigungssperrstromdichte:

$$J_S = en_i^2 \left[\frac{K_n T^{y/2}}{N_A} + \frac{K_p T^{y/2}}{N_D} \right] = en_i^2 T^{y/2} \left[\frac{K_n}{N_A} + \frac{K_p}{N_D} \right]. \quad \text{Gl.(4.58)}$$

Wieder ist es übersichtlicher, die temperaturunabhängigen Konstanten zu K_G zusammenzufassen:

$$K_G = \left[\frac{K_n}{N_A} + \frac{K_p}{N_D} \right], \quad \text{Gl.(4.59)}$$

wobei K_G eine temperaturunabhängige Konstante darstellt.

Wird in Gl. 4.58 noch die Temperaturabhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration mitberücksichtigt, so kann die Sperrstromsättigungsdichte mit Gl. 4.60 vereinfacht werden.

$$J_S = eK_1 T^{3/2} e^{-W_g/kT} K_G T^{y/2}. \quad \text{Gl.(4.60)}$$

Mit der Vereinfachung, dass $K_S = eK_1 K_g$ gilt, kann die Sättigungssperrstromdichte mit

$$J_S = K_S T^{y/2} T^{3/2} e^{-W_g/kT} = K_S T^{(3+y)/2} e^{-W_g/kT}. \quad \text{Gl.(4.61)}$$

angegeben werden.

Somit kann der Sättigungssperrstrom der Diode bestimmt werden zu

$$I_S = K_S A T^{(3+y)/2} e^{-W_g/kT} = K_x T^{(3+y)/2} e^{-W_g/kT} \quad \text{Gl.(4.62)}$$

mit A als der Fläche des pn-Überganges und K_x als einer Konstanten, die alle geometrischen und arbeitspunktabhängigen Eigenschaften der Diode beinhaltet.

Damit ergibt sich für die Temperaturabhängigkeit des Diodenstromes folgender Ausdruck:

$$I_D = I_S (e^{eU/kT} - 1) = K_x T^{(3+y)/2} e^{-W_g/kT} (e^{eU/kT} - 1) \quad \text{Gl.(4.63)}$$

Für größere Ströme vereinfacht sich der Ausdruck der erweiterten Shockley-Gleichung zu

$$I_D = K_x T^{(3+y)/2} e^{-W_g/kT} e^{eU/kT} = K_x T^{(3+y)/2} e^{(eU - W_g)/kT} \quad \text{Gl.(4.64)}$$

4.4 Nichtidealität der Diode

Folgend wird der Ausdruck des Idealitätsfaktors eingeführt. Dieser gibt die Abweichung des Stromes von einer idealen Diode an. Abweichungen können aufgrund des Dotierprofils, also einem nicht abrupten Übergang entstehen. Weitere Ursachen finden sich in Störstellen (Traps) des Materials wieder, die in der RLZ zusätzliche Generationen und Rekombinationen von Ladungsträgern verursachen. Auch können Bandverbiegungen aufgrund von hohen Stromdichten entstehen, die das Verhalten der Diode beeinflussen können. Den Bereich solch hoher Stromdichten nennt man den High-Injection-Bereich.

4.4.1 Driftbereich

Wird die Diode in einem Bereich der mittleren Ströme betrieben, so kann ihr Betriebszustand als nahezu ideal angesehen werden. Driftströme überwiegen in diesem Bereich, so dass Rekombinationen und Generationen in der RLZ vernachlässigt werden können. Diese Region wird als Driftbereich bezeichnet und deren Idealitätsfaktor n_x kann als nahezu 1 angenommen werden.

Der Idealitätsfaktor n_x ist ein Korrekturfaktor, der in die erweiterte Shockleygleichung eingesetzt wird:

$$I_D = K_x T^{(3+y)/2} e^{(eU - W_g)/n_x kT} \quad \text{Gl.(4.65)}$$

Wird die Diode nun im Driftbereich betrieben so gilt

$$I_{Drift} = K_{Drift} T^{(3+y)/2} e^{(eU - W_g)/n_{Drift} kT} \quad \text{Gl.(4.66)}$$

Mit I_{Drift} dem Strom der Diode im Driftbereich, K_{Drift} der Driftkonstante und n_{Drift} dem Idealitätsfaktor im Driftbereich.

4.4.2 Rekominations- und Generationsbereich

Wird die Diode bei sehr kleinen Strömen betrieben, so können Nichtidealitäten in diesem Bereich auftreten. In der Regel werden bei diesen Regionen nur wenige Ladungsträger generiert, so dass nur wenige Ladungsträger die RLZ überqueren können und als Minoritäten fungieren. In der idealen Annahme wird der generierte Strom durch die Anzahl der generierten Ladungsträger am Rande der Raumladungszone definiert. Die Ladungsträger am Rande der Raumladungszone werden wiederum durch die angelegte Spannung definiert. Aus diesem Grunde geht man davon aus, dass bei einer bestimmten Spannung nur die Ladungsträger den Strom tragen, die die Raumladungszone überquert haben und somit die Minorität darstellen.

Wird nun aber die Möglichkeit von Rekombinationen angenommen, die im Siliziummaterial sehr häufig auftreten, so müssen effektiv mehr Ladungsträger in die RLZ diffundieren, da einige der Ladungsträger durch die Rekombination verloren gehen. Somit entsteht ein zusätzlicher Strom, der gerade bei einem geringen Vorwärtsströmen der Diode den Gesamtstrom dominiert.

Dieser Rekombinationsstrom kann wie folgt ausgedrückt werden [11]

$$I_{low} = q \frac{A n_i}{2\tau_0} W (e^{eU/n_{low}kT} - 1), \quad \text{Gl.(4.67)}$$

wobei I_{low} den Rekombinationsstrom der Diode darstellt, A die Fläche des pn-Überganges, W die Weite der Raumladungszone, τ_0 die effektive Lebensdauer der Ladungsträger und n_{low} den Idealitätsfaktor des Rekombinationsbereiches.

Weiterhin kann dieser Ausdruck, wie auch schon für den Driftstrom geschehen, vereinfacht werden zu

$$I_{low} = K_{low} T^{(3+y)/2} e^{(eU - W_g)/n_{low}kT}, \quad \text{Gl.(4.68)}$$

wobei K_{low} die Rekombinationskonstante darstellt.

Der Wert des Idealitätsfaktors der Rekombination liegt laut [11] bei etwa 2.

4.4.3 High-Injection Bereich

Zu höheren Strömen hin wird das elektrische Feld, dass über der Raumladungszone anliegt so hoch, dass es hier zu Bandverbiegungen aufgrund dieser Feldstärken kommt. Diese Bandverbiegungen begünstigen das Eindringen und Durchqueren von Minoritäten durch die Raumladungszone. Die Minoritätsladungsträgerkonzentration am Rande der Raumladungszone steigt an und ist vergleichbar mit der Majoritätsladungsträgerkonzentration ($n \approx p$).

Mit der Annahme [11], dass

$$np \leq n_i^2 e^{\left(\frac{eU}{kT}\right)}, \quad \text{Gl.(4.69)}$$

auch in dem high-injection Bereich gilt, folgt mit $n \approx p$

$$p \approx n_i e^{\left(\frac{eU}{2kT}\right)}. \quad \text{Gl.(4.70)}$$

Für die Diodenstromdichte der Elektronen gilt dann:

$$J_n = e\mu_n nE \propto e^{\left(\frac{eU}{2kT}\right)}. \quad \text{Gl.(4.71)}$$

Wobei im Exponenten der Wert 2 dem Wert des Idealitätsfaktors entspricht.

Äquivalent kann die Diodenstromdichte der Löcher abgeleitet werden und es ergibt sich für den high-injection Strom

$$I_{Sat} = K_{Sat} T^{(3+y)/2} e^{(eU-W_g)/n_{Sat}kT} = K_{Sat} T^{x_y/2} e^{(eU-W_g)/n_{Sat}kT} \quad \text{Gl.(4.72)}$$

Hierbei stellt K_{Sat} die Sättigungskonstante und n_{Sat} den Idealitätsfaktor des Sättigungsbereiches dar.

Im weiteren Verlauf der Arbeit soll der Faktor $(3+y)$ in den vorherigen Gleichungen zu einer materialabhängigen Konstante x_y zusammengefasst werden.

Zusätzlich zum high-injection Effekt kann insbesondere bei Bauelementen mit einer geringen Strukturgröße der high-field Effekt [11] auftreten, wobei durch die am Bauelement entstehende hohe elektrische Feldstärke die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger gesättigt wird. Zugleich wird auch die elektrische Stromdichte bzw. der elektrische Strom gesättigt.

Sowohl der high-injection Effekt, als auch der high-field Effekt tragen zum Sättigungsverhalten der Diode bei höheren Strömen bei. Aus diesem Grund soll im weiteren Verlauf der Arbeit der Bereich in dem der Strom gesättigt wird als Sättigungsbereich bezeichnet werden.

4.4.4 Der serielle Widerstand

Eine Diode besteht aus einer Raumladungszone, die von p- und n-dotiertem Silizium umgeben ist. Das dotierte Silizium besitzt einen Widerstand, der je nach Dotierstoffkonzentration variieren kann. Für die Modellierung der Diode kann man annehmen, dass sich der Widerstand in Reihe mit dem pn-Übergang befindet.

Zusätzlich besitzt die Diode einen Kontaktwiderstand, der an der Grenzfläche zum Kontaktmetall auftritt.

4.4.5 Die Zener-Diode

Zenerdioden (Z-Dioden) zeichnen sich durch einen direkten Kontakt des p- und n- dotierten Siliziums aus. Zusätzlich werden die einzelnen Bereiche sehr hoch dotiert. Dadurch kommt es zu einer Bandverbiegung, die beim Anlegen einer Sperrspannung das Tunneln von Ladungsträgern ins Leitungsband gestattet.

Aufgrund dieses Effektes besitzt die Stromstärke der Z-Diode eine exponentielle Funktion in Abhängigkeit der Sperrspannung. Dieser Effekt wird auch Tunneleffekt genannt.

In Vorwärtsrichtung verhält sich die Zenerdiode wie eine normale Diode.

Abb. 4.3 illustriert die Strom-Spannungscharakteristik in Vorwärts- und Sperrrichtung.

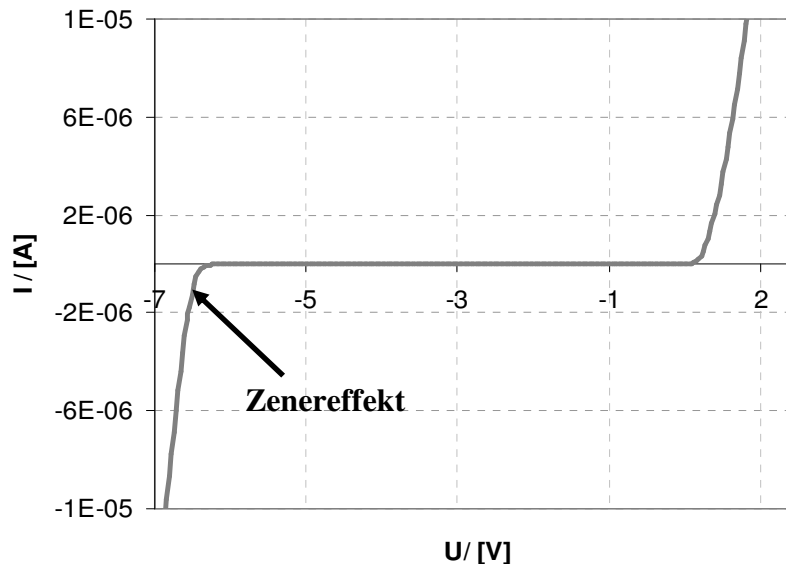


Abbildung 4.3 - Strom-Spannungscharakteristik einer Zener-Diode

4.4.6 Die Pin-Diode

Im Gegensatz zur Zener-Diode besitzt die Pin-Diode keinen direkten Übergang zwischen den hochdotierten Siliziumbereichen. Hierbei wird stattdessen ein sehr niedrig dotierter Bereich, auch intrinsischer Bereich genannt, zwischen die n^+ und p^+ -Gebiete gebracht.

Aufgrund der geringen Anzahl an Ladungsträgern in der schwach dotierten intrinsischen Schicht kann dieser Bereich als hochohmig angesehen werden, sodass das ganze elektrische Potential an diesem Gebiet abfällt.

Abb. 4.4 zeigt den Verlauf der Ladungsträgerdichte, der Raumladungsdichte und des elektrischen Feldes einer PIN-Diode.

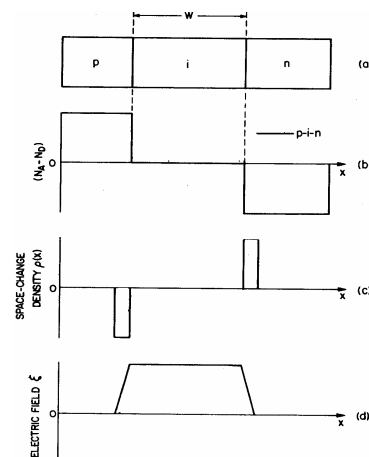


Abbildung 4.4 - (a) Aufbau (b) Ladungsträgeranzahl (c) Raumladung (d) Feldverlauf einer Pindiode [11]

4.5 DC-Modellierung der Temperaturabhängigkeit von SOI-Dioden

In diesem Kapitel wird auf die Modellierung von SOI (Silicon on Insulator)-Dioden eingegangen.

Wie in den vorherigen Kapiteln erläutert, besitzt eine Diode je nach Strombereich unterschiedliche Leitungsmechanismen, die insgesamt zu einer deutlich vom idealen Verlauf abweichenden Charakteristik führen. In vielen Fällen kann die Nichtlinearität mit einem geeigneten Idealitätsfaktor berücksichtigt werden.

In der nachfolgenden Abb. 4.5 wird die Strom-Spannungscharakteristik einer SOI-Diode mit den zuvor erwähnten Effekten dargestellt.

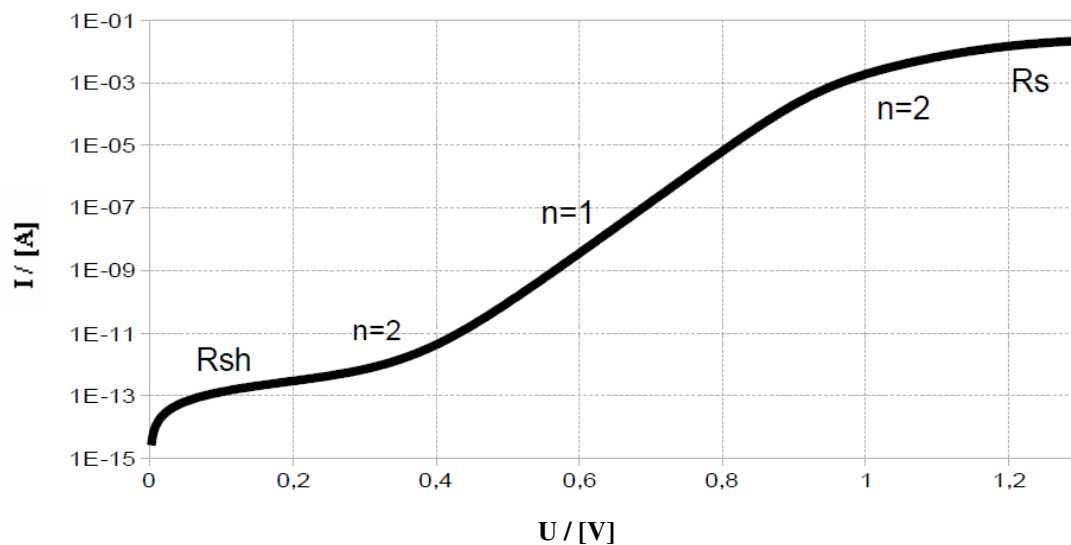


Abbildung 4.5 - Vorwärtscharakteristik einer gemessenen SOI-Diode

Zu niedrigen Strömen hin ist der Einfluss des Parallelwiderstandes R_{sh} zu erkennen. Dieser kann aufgrund von Nichtidealitäten an der Grenzfläche zwischen dem Silizium des pn-Überganges und dem SiO_2 entstehen. Wird die Vorwärtsspannung erhöht, so wird das Auftreten des Rekombinations-/ Generationsbereiches sichtbar. Hier besitzt der Idealitätsfaktor n_{rek} einen Wert von etwa 2 [14]. Die Steigung der Kennlinie ist in diesem Fall umgekehrt proportional zum Idealitätsfaktor.

Bei mittleren Strömen befindet sich die Diode im Driftbereich. Dieses Gebiet ist annähernd ideal und besitzt einen Idealitätsfaktor n_{drift} von etwa 1 [14].

Bei hohen Strömen arbeitet die Diode im high-injection Bereich mit einem Idealitätsfaktor n_{sat} von ungefähr 2 [14].

Wird die Diode ganz durchgesteuert, so wird der Widerstand der Diode kleiner als der serielle Widerstand. Somit wird die Kennlinie bei sehr hohen Strömen durch den seriellen Widerstand bestimmt.

Zur Modellierung der Kennlinie werden vorerst alle Effekte einzeln untersucht.

Für die Gebiete der Rekombination, des Driftbereiches und des Sättigungsbereiches, kann man laut Gl. 4.66, Gl. 4.68 und Gl. 4.71 annehmen, dass jeder Bereich mit einem eigenständigen Diodenverhalten modelliert werden kann. Allgemein gilt die Formel:

$$I_{D_x} = K_x T^{y_x/2} e^{(eU - W_g)/n_x kT}, \quad \text{Gl.(4.73)}$$

wobei K_x eine Konstante darstellt, die von der Geometrie der Diode abhängt. Weiterhin stellt x den einzelnen Bereich in dem sich die Diode befindet dar.

Das K kann als ein Offset angesehen werden, der die Höhe des Effektes angibt. Der Idealitätsfaktor gibt die Steigung der Kennlinie an.

Nachfolgend verdeutlichen Abb. 4.6 und Abb. 4.7 schematisch die Abhängigkeit der Kennlinie von den beiden Parametern.

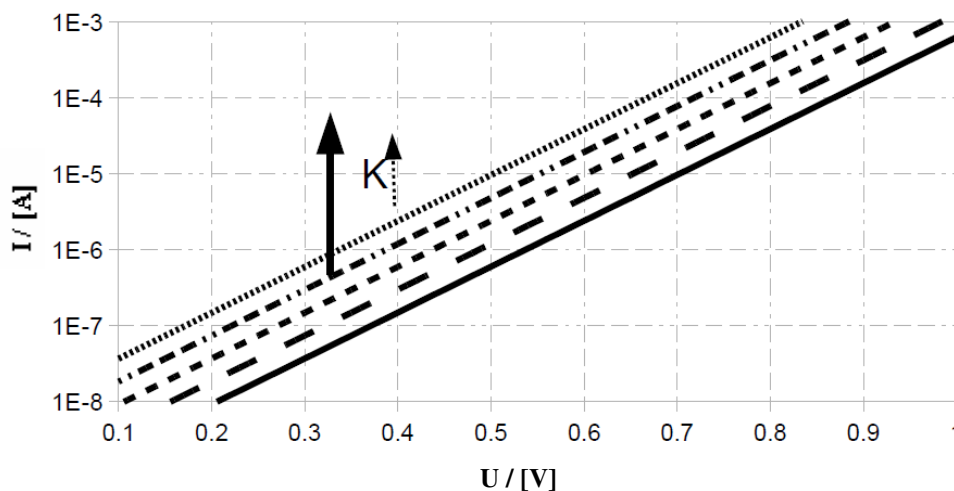


Abbildung 4.6 - Abhängigkeit des Diodenstromes von der Geometriekonstante K

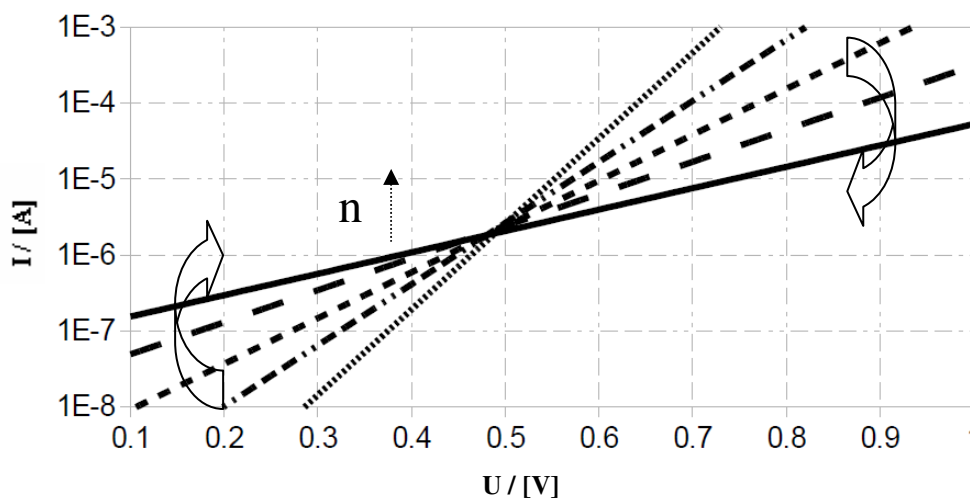


Abbildung 4.7 - Abhängigkeit des Diodenstromes vom Idealitätsfaktor n

Werden nun die einzelnen Bereiche zusammen betrachtet, so erkennt man eine Wechselwirkung zwischen diesen Bereichen. So bildet der Rekombinationsbereich den

Anfang einer Diodenkennlinie, bevor er von dem schnell ansteigendem Driftbereich bei höheren Spannungen abgelöst wird.

Da beide Effekte aktiv sind und jeder Effekt als eine einzelne Diode betrachtet werden kann, wird hier die Annahme einer Parallelschaltung von zwei Dioden gemacht.

Bei einer weiteren Erhöhung der Spannung wird die ganze Diodenkennlinie vom high injection Effekt bzw. high-field Effekt begrenzt. Somit kann für diesen Bereich eine zusätzliche Diode angenommen werden, die sich in Reihe zu den beiden anderen Dioden befindet.

Zusammen mit den parallelen- und den seriellen Widerständen, ergibt sich folgendes Modell:

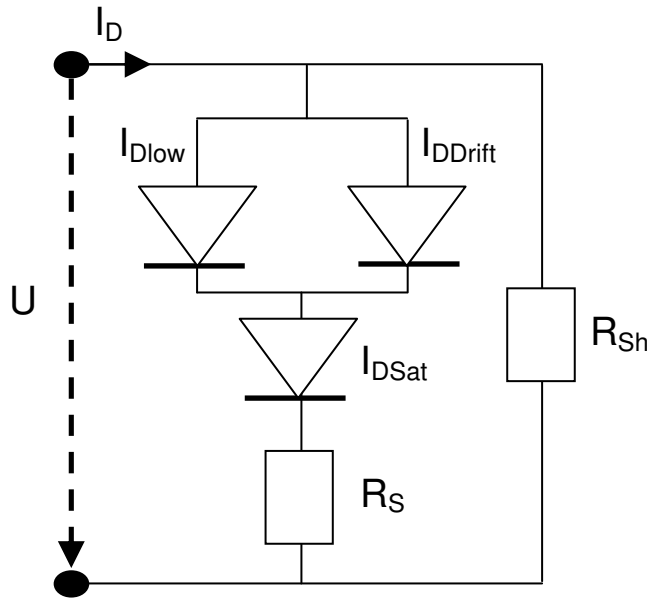


Abbildung 4.8 - Modell einer in Vorwärtsrichtung betriebenen SOI-Diode

In der obigen Schaltung können die Ströme I_{DDrift} , I_{Dlow} und I_{DSat} nach Gl. 4.66, Gl. 4.68 und Gl. 4.72 ausgedrückt werden.

Der Gesamtwiderstand R_{tot} ergibt sich zu:

$$R_{tot} = (R_S + R_{I_{DSat}} + R_{I_{DDrift}} // R_{I_{Dlow}}) // R_{Sh} = \frac{1}{\frac{1}{R_S + R_{I_{DSat}} + \left(\frac{1}{\frac{1}{R_{I_{DDrift}}} + \frac{1}{R_{I_{Dlow}}}} \right)} + \frac{1}{R_{Sh}}}, \text{ Gl. (4.74)}$$

mit

$$R_{I_{DDrift}} = \frac{U_{Drift}}{I_{DDrift}}, R_{I_{Dlow}} = \frac{U_{low}}{I_{Dlow}} \text{ und } R_{I_{DSat}} = \frac{U_{Sat}}{I_{DSat}}.$$

Wobei U_{Drift} , U_{low} und U_{Sat} die jeweiligen Spannungen angeben, die an den Einzelbauelementen anliegen. Der Diodenstrom lässt sich durch den Quotienten der angelegten Spannung und dem Gesamtwiderstand der Diode R_{tot} ausdrücken.

$$I_D = \frac{U}{R_{tot}}. \quad \text{Gl.(4.75)}$$

Wird Gl.4.74 in Gl. 4.75 eingesetzt, so erhält man folgenden Zusammenhang:

$$I_D = \frac{U}{\frac{1}{R_S + R_{I_{DSat}}} + \left(\frac{1}{\frac{1}{R_{I_{DDrift}}} + \frac{1}{R_{I_{Dlow}}}} \right) + \frac{1}{R_{sh}}}. \quad \text{Gl.(4.76)}$$

Werden nun die in Gl. 4.66, Gl. 4.68 und Gl. 4.72 erwähnten Effekte der Diode in Gl. 4.76 eingesetzt, so erhält man die endgültige Formel für den Gesamtstrom der Diode.

Somit wurden mit Gl. 4.76 nun die Grundlagen geschaffen, um eine temperaturabhängige DC-Modellierung der Diode zu gestatten. Da eine analytische Lösung dieses Systems äußerst schwierig ist, wurde die Modellierung der nachfolgend gemessenen Dioden mit der Simulationssoftware ng-SPICE durchgeführt.

5 Rauschmessung und Rauschcharakterisierung an SOI-Dioden

Die Betrachtung von Rauschprozessen in Halbleiterelementen, wie z. B. den Diodenbolometern, stellt einen wichtigen Bestandteil in der Entwicklung von Sensoren dar. Die Erforschung und Beschreibung von Rauschprozessen, die sich in Halbleiterelementen abspielen, kann der Erkenntnis dienen, wie man das Rauschen minimieren und somit die Sensitivität des Elementes steigern kann.

In diesem Kapitel soll ein Einblick in die Grundlagen niederfrequenter Rauschmessungen verschafft werden. Als erstes werden die wichtigsten Rauscharten erläutert, bevor ein Rauschmessplatz zur Messung des niederfrequenten Rauschens vorgestellt wird.

5.1 Beschreibung der wichtigsten Rauschphänomene

5.1.1 Thermisches Rauschen

Die thermische Bewegung der freien Ladungsträger führt an den Enden eines Leiters zu Ladungsträgerschwankungen und somit zu Potentialschwankungen. Aus diesem Grund kann eine Rauschspannung auftreten. Deren Rauschleistung [15] kann mit Gl. 5.1 ausgedrückt werden:

$$\overline{u_R^2} = 4kTR\Delta f . \quad \text{Gl.(5.1)}$$

Hierbei symbolisiert Δf das gemessene Frequenzintervall, T die Temperatur, R den Widerstand des Leiters und k die Boltzmannkonstante.

Analog gilt für die Rauschleistung des Stromes:

$$\overline{i_R^2} = 4kTG\Delta f . \quad \text{Gl.(5.2)}$$

Hierbei ist G der elektrische Leitwert des Leiters.

Des Weiteren gilt:

$$\sqrt{\overline{u_R^2}} = \overline{u_R} \quad \text{Gl.(5.3)}$$

und

$$\sqrt{\overline{i_R^2}} = \overline{i_R} , \quad \text{Gl.(5.4)}$$

wobei $\overline{u_R}$ die effektiven Rauschspannung und $\overline{i_R}$ den effektiven Rauschstrom darstellt.

Man kann das thermische Rauschen auch durch die Rauschleistungsdichtespektren des Stromes oder der Spannung ausdrücken, wie in Gl. 5.3 und Gl. 5.4 dargestellt.

$$S_{iR} = 4kTG \quad \text{Gl.(5.5)}$$

und

$$S_{uR} = 4kTR. \quad \text{Gl.(5.6)}$$

Für das thermische Rauschen gilt, dass die Rauschleistungsdichtespektren für alle Frequenzen bis hin zum GHz-Bereich konstant sind. Diese Eigenschaft bezeichnet man als „weiß“ oder „weißes Rauschen“, sie wird in Abb. 5.1 nochmals verdeutlicht.

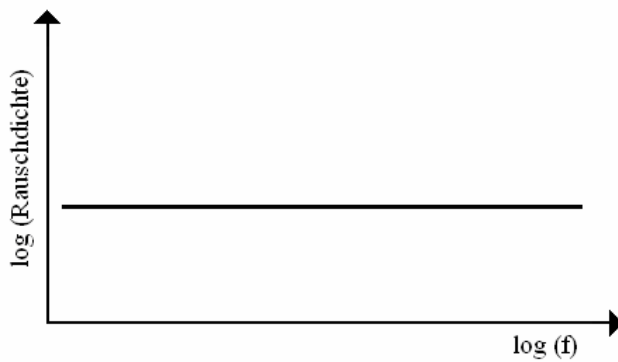


Abbildung 5.1 - Rauschleistungsdichtespektrum des weißen Rauschens

Weiterhin kann die effektive Rauschstromdichte und die effektive Rauschspannungsdichte als die Wurzel der Rauschleistungsdichtespektren des Stromes und der Spannung ausgedrückt werden.

$$\sqrt{S_{iR}} \quad \text{Gl.(5.7)}$$

Und

$$\sqrt{S_{uR}}. \quad \text{Gl.(5.8)}$$

Das Ersatzschaltbild für das thermische Rauschen kann aus einem rauschfreien Widerstand mit einer dazu parallel geschalteten Rauschstromquelle gebildet werden. Analog dazu kann man auch eine Rauschspannungsquelle mit einem in Reihe geschalteten rauschfreien Widerstand verwenden.

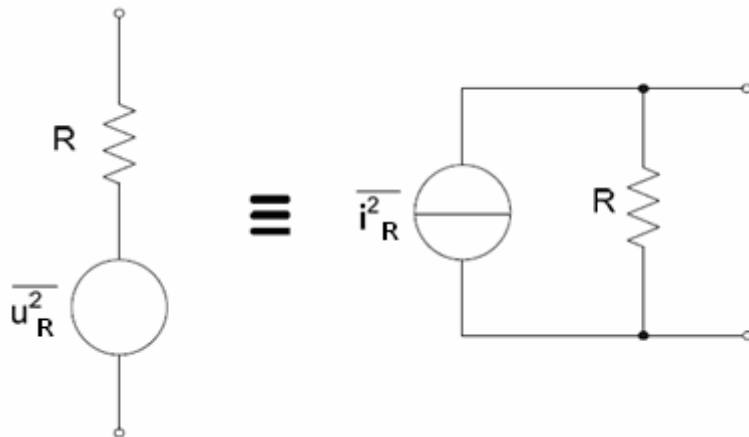


Abbildung 5.2 - Ersatzschaltbild des thermischen Rauschens

5.1.2 Schrotrauschen

Walter Schottky beschrieb erstmals 1918 den Schroteffekt, der auf der Diskontinuität des elektrischen Stromes, aufgrund der Quantisierung der elektrischen Ladung beruht (Elementarladung).

Dieser Effekt tritt immer dann auf, wenn jedes elektrische Teilchen das ganze angelegte elektrische Feld einmal durchläuft.

Man kann den Schroteffekt mit einer Hochvakuumdiode nachstellen, in der die emittierten Elektronen von der Glühkathode K direkt durch die Anode A abgesaugt werden (Abb. 5.3).

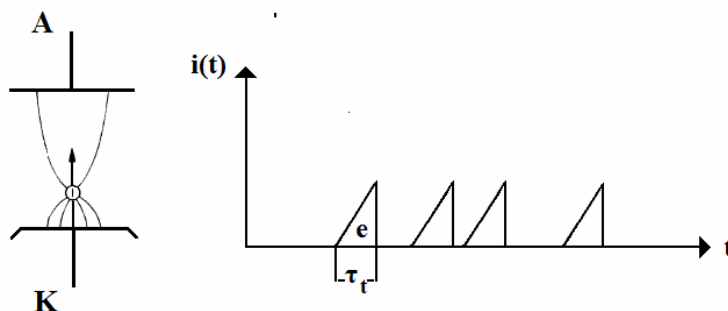


Abbildung 5.3 - Hochvakuumdiode und influenzierte Stromimpulse [15]

Hierbei wird das Elektron zur Anode hin beschleunigt und erzeugt während der Transitzeit τ_t , die es braucht, um die Anode zu erreichen, einen Influenzstrom.

Der Gesamtstromfluss der Diode ergibt sich aus der Addition aller Influenzstromimpulse. Der Gesamtstromfluss wird zusätzlich durch einen Wechselanteil des Stroms, der durch die statistisch verteilte Austrittszeit der Elektronen aus der Kathode hervorgerufen wird, überlagert.

Die aus der Kathode zeitversetzt ausgetretenen Elektronen treffen nachdem sie das Vakuum durchlaufen haben auf die Anode und verursachen somit eine Ladungsdichteschwankung.

Jedes aus der Kathode emittierte Elektron verursacht einen Stromimpuls und es gilt für dessen Flächeninhalt $\int i(t)dt = e$, wobei e der Elementarladung entspricht. Für den Effektivwert des

Rauschstromes \bar{i} kann bei Frequenzen die unterhalb der Transitfrequenz $1/\tau_t$ liegen, der Ausdruck in Gl. 5.7 bestimmt werden [15].

$$\bar{i} = \sqrt{2eI_0\Delta f} \quad \text{Gl. (5.7)}$$

Dabei ist e die Elementarladung und I_0 der Gesamtstrom des zeitlichen Mittelwertes der Stromimpulse.

Da die generierten Stromimpulse voneinander unabhängig und unkorreliert sind, kann das Auftreffen der Ladungsträger an der Anode als poissonverteilt angesehen werden. Für das Schrotrauschen ist ein gleich verteiltes Rauschleistungsdichtespektrum S_{ishot} zu erwarten, das zur Transitfrequenz $1/\tau_t$, von der Frequenz unabhängig ist [15].

$$S_{ishot} = 2eI_0 \quad \text{Gl. (5.8)}$$

Ähnliche Verhältnisse wie in Vakuumröhren können an Potentialbarrieren in Halbleitern beobachtet werden, wobei das Durchlaufen des Feldes durch Streuung quasi gleichmäßig und nicht beschleunigt erfolgt.

Müssen Ladungsträger eine Raumladungszone passieren, so geschieht das ebenfalls poissonverteilt [15].

5.1.3 Generations- und Rekombinationsrauschen

Der Wechsel von Ladungsträgern in einem Halbleiter zwischen Valenzband und Leitungsband, führt zu einer Schwankung in der Ladungsträgerdichte. Wechselt ein Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband, so wird in einem intrinsischen Halbleiter ein Elektronen-Loch-Paar generiert (Generation). Fällt dieses Elektron aber wieder in das Valenzband zurück, so wird das als Rekombination bezeichnet.

In einem Halbleiter können aber zusätzlich sowohl Generations- und Rekombinationsvorgänge über tiefe Defekte (Traps) als auch Einfang- und Freisetzungsvorgänge in flachen Störstellen (Akzeptoren, Donatoren) zu einer Fluktuation der Zahl freier Ladungsträger im Halbleiter beitragen. Die durch diese Mechanismen verursachte Fluktuation an Ladungsträgern wird als Generations- und Rekombinationsrauschen bezeichnet. Ein gängiger Ansatz ist, die Wechselwirkung der einzelnen Haftstellen als unkorreliert anzusehen, so dass die entsprechenden Leistungsdichtespektren addiert werden können.

Das Rauschleistungsdichtespektrum dieser Übergänge (Lorentz-Spektrum) kann durch das Schwankungsquadrat $\overline{\Delta N^2}$ der statistisch unabhängigen Ladungsträger und die mit dem Vorgang verbundene Relaxationszeit τ_p ausgedrückt werden [15].

$$S_N(f) = \frac{4\overline{\Delta N^2}\tau_p}{1 + (2\pi f\tau_p)^2} = S_{N_0} \frac{1}{1 + (f/f_g)^2} \quad \text{Gl. (5.9)}$$

Das Leistungsdichtespektrum $S_N(f)$ ist bis zu dem Kehrwert der Relaxationszeit $1/\tau_p$ bzw. der Grenzfrequenz f_g weiß. Anschließend fällt das Leistungsdichtespektrum mit $1/f^2$ -Charakteristik ab.

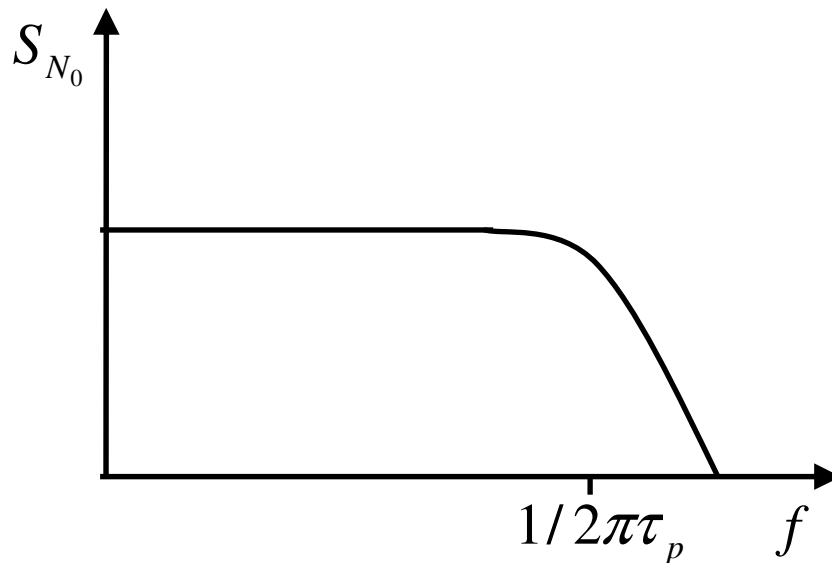
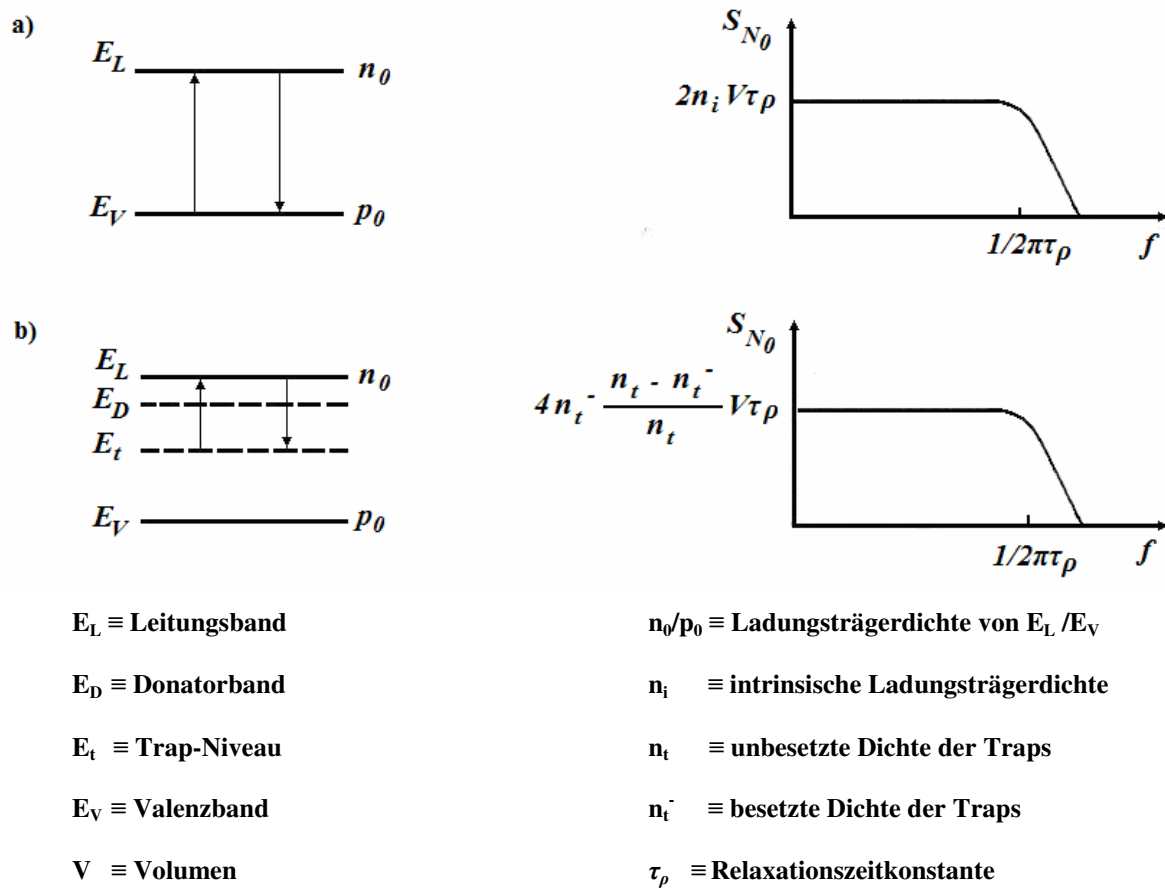


Abbildung 5.4 - Generations- und Rekombinationsrauschspektrum [15]

Das Schwankungsquadrat $\overline{\Delta N^2}$ der jeweiligen Übergängeniveaus (z.B. Trap-Niveaus) kann durch die Generations- bzw. Rekombinationsraten (G bzw. R) beim Gleichgewichtswert N_0 der Trägeranzahl und deren Ableitung nach der Anzahl der Ladungsträger (im Niveau, in welchem die Schwankung ΔN bestimmt werden soll) beim Gleichgewichtswert N_0 ausgedrückt werden [15].

Abb. 5.5 stellt die Generations- und Rekombinationsvorgänge für zwei der wichtigsten Rauschmechanismen in ihren Termschema und den resultierenden Leistungsdichtespektren dar. Es handelt sich hierbei jeweils um ein Zwei-Niveau-System bestehend aus Leitungs- und Valenzband (intrinsischer Halbleiter) und der in der Bandlücke energetisch tief liegenden Bandstruktur der Trap-Niveaus (Störstellen Halbleiter (n-Typ)).



**Abbildung 5.5 - Generations- und Rekombinationsspektren eines a) intrinsischen Halbleiters
b) Störstellen Halbleiter mit dominanter Trap-Rekombination (n-Typ) [15]**

Das Schwankungsquadrat der Ladungsträger eines intrinsischen Halbleiters ist proportional zur Eigenleitungskonzentration n_i im Gesamtvolumen V und es gilt:

$$\overline{\Delta N^2} = \frac{n_i}{2} V.$$

Im Falle des n-Typ-Störstellen-Halbleiter mit dominanter Trap-Rekombination wird angenommen, dass das Trap-Niveau einfach negativ oder neutral geladen sein kann, welches sich in der unbesetzten Trap-Dichte n_t und der ihres besetzten Pendant n_t^- zeigt. Hier errechnet sich das Schwankungsquadrat zu:

$$\overline{\Delta N^2} = \frac{n_t^- (n_t - n_t^-)}{n_t} V.$$

Alle oben aufgeführten Fälle besitzen ein „weißes“ Rauschleistungs dichtespektrum, welches beim Kehrwert der Relaxationszeit $1/\tau_\rho$ einen Abfall besitzt, der mit einer $1/f^2$ -Charakteristik behaftet ist.

5.1.4 1/f-Rauschen

Der Ursprung dieses Rauschphänomens wird in der Fachwelt noch diskutiert, allerdings wurden einige Modelle wie das McWhorters-Modell vorgestellt, die versuchen, diesen Sachverhalt zu beschreiben.

Das Modell geht davon aus, dass Traps, die sich an Grenzflächensystemen wie z.B. Si/SiO₂ befinden, zum 1/f-Rauschen beitragen. Traps können Ladungsträger einfangen, wobei die Lebensdauer eines solchen eingefangenen Ladungsträgers unterschiedliche Zeitkonstanten besitzen kann ($\tau_{p,\min} \leq \tau_p \leq \tau_{p,\max}$). Das Leistungsdichtespektrum dieses Vorganges ist dem Generations- und Rekombinationsrauschen gleich zu setzen. Die hohe Anzahl und die unterschiedlichen Zustände der Traps ergeben eine Einhüllende sämtlicher Spektren [16], die zu einem 1/f-Spektrum führen.

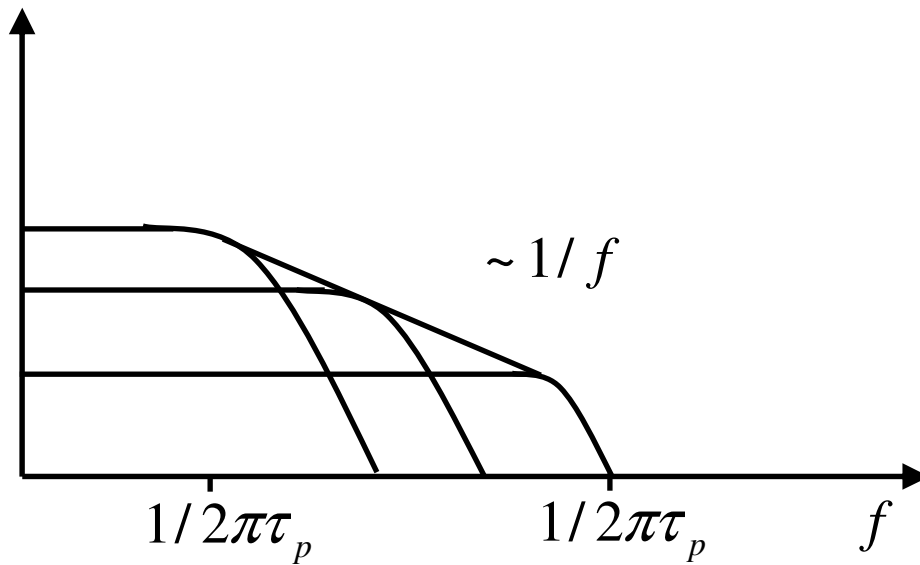


Abbildung 5.6 - 1/f - Rauschverlauf durch Überlagerung von Generations-Rekombinationsspektren

Das Rauschleistungsdichtespektrum des Stromes des 1/f-Rauschens kann anhand Gl. 5.10 modelliert werden.

$$S_{i,1/f} = \frac{K_f I^{\alpha_{1/f}}}{f^\beta} . \quad \text{Gl.(5.10)}$$

Hierbei ist K_f eine materialabhängige Konstante, die auch von der Geometrie des Bauelementes abhängt. I ist der Strom, der das Bauelement durchströmt. $\alpha_{1/f}$ stellt eine materialspezifische Konstante dar, deren Wert zwischen 1 und 2 liegen kann. β nimmt bei idealem 1/f-Rauschen den Wert 1 an, kann in der Praxis aber deutlich von diesem Wert abweichen.

5.1.5 Burstrauschen

Das Burstrauschen, auch Random-Telegraph-Noise (RTN) genannt, erzeugt eine sprunghafte Änderung des Stromflusses.

Hierbei wechselt der Strom zwischen verschiedenen Stromniveaus. Abb. 5.7 zeigt ein Zeitspektrum des Stromes einer in Vorwärtsrichtung betriebenen Diode.

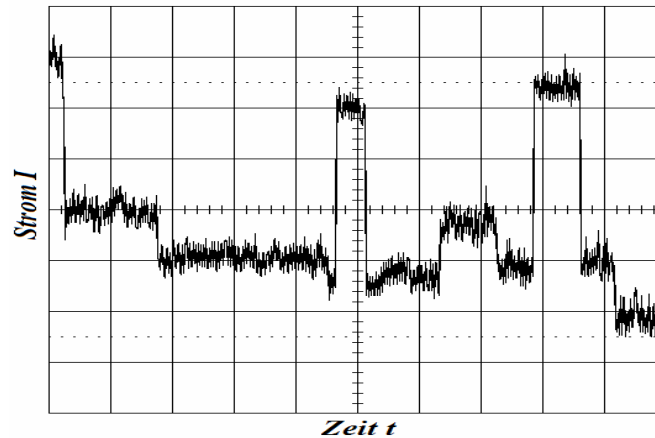


Abbildung 5.7 – gemessener zeitlicher Stromverlauf mit überlagertem Burstrauschen

Es wird angenommen, dass dieses Rauschphänomen durch Defekte in der Kristallstruktur verursacht wird, die sich in unmittelbarer Nähe eines pn-Überganges befinden. Diese vorherrschenden Traps agieren als Generations- und Rekombinationszentren.

Das Rauschleistungsdichtespektrum des RTN besitzt, wie auch schon das Generations- und Rekombinationsrauschen, einen weißen Verlauf.

5.2 Der Messaufbau

Das Messen von Rauschströmen birgt eine sehr hohe Herausforderung in sich. Die zu messenden Ströme liegen zum Teil in einer Größenordnung von nur wenigen Pico-Ampere. Um die Messung präzise durchführen zu können, ist die Kenntnis sämtlicher Störquellen notwendig. Durch ein gutes Abschirmkonzept können viele dieser Störgrößen eliminiert und die Rauscheigenschaften des Bauelementes sichtbar gemacht werden.

Mit dem hier entwickelten Messkonzept ist es möglich, durch die genaue Kenntnis der einzelnen Rauschquellen des Messsystems, die Rauschströme eines Messobjektes vom gemessenen Gesamtrauschen zu unterscheiden, indem alle bekannten Rauschquellen vom gemessenen Gesamtrauschen subtrahiert werden.

Bei dieser Messmethode ist es wichtig, dass das Rauschen des Bauelementes, welches auch als Überschussrauschen bezeichnet wird, einen deutlichen Anteil zum Gesamtrauschen beiträgt und deshalb höher als das Rauschen des Messsystems (Systemrauschen) sein sollte.

Weiterhin müssen die Kleinsignalparameter des zu messenden Objektes bekannt sein, da diese das Systemrauschen des Messverstärkers beeinflussen.

Als Messverstärker wurde ein Stromverstärker (Transimpedanzverstärker) gewählt, da dieser einen stromgesteuerten Eingang mit einer niedrigen Impedanz aufweist und somit als Stromsenke fungiert.

Der zu detektierende Rauschstrom wird mit einem Verstärkungsfaktor bestehend aus einem rückgekoppelten Widerstand (R_f), verstärkt und erscheint am Ausgang des Verstärkers als Rauschspannung.

Abb. 5.8 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen rückgekoppelten Transimpedanzverstärkers mit dem sich am Eingang befindlichen Messobjekt (DUT) und der am Ausgang zu messenden Spannung (u_{out}), die das verstärkte Rauschsignal beinhaltet [17].

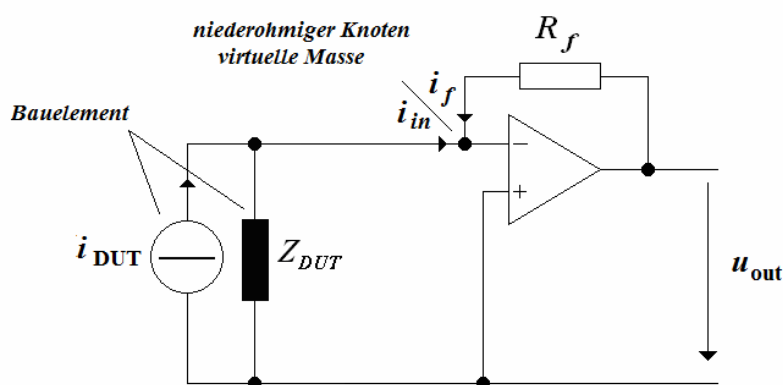


Abbildung 5.8 - Transimpedanzverstärker mit Stromquelle und Impedanz eines Bauelementes

Zur Messung der am Ausgang anliegenden Spannung wurde ein Spektrumanalysator verwendet. Dieser verfügt über eine Fast-Fourier-Transformation (FFT), welche das Leistungsdichtespektrum des Rauschstromes berechnen kann. Zudem ist er in der Lage besonders tiefe Frequenzen darzustellen, die für das Messen des $1/f$ -Rauschens erforderlich sind.

Da die zu messende Rauschspannung am Ausgang des Verstärkers von einem sehr hohen Anteil der DC-Komponente überlagert wird, musste zusätzlich eine Offset-Kompensationsquelle eingebaut werden, damit der Spektrumanalysator nicht übersteuert. Zum Einstellen des gewünschten Stromes, der durch das Bauelement fließen soll, wurde ebenfalls eine Offsetquelle verwendet, die sich zusammen mit dem Testobjekt in einer aus μ -Metall bestehenden Box befand. Das μ -Metall besitzt eine sehr große magnetische Permeabilität, deren Werte 50000 H/m [18] bei niedrigen Frequenzen erreichen können. Dieser Effekt bedingt eine starke magnetische Flussdichte im Material, wodurch das Innere der Box vor magnetischen Feldern abgeschirmt bleibt. Die beiden Offsetquellen und der Stromverstärker werden mit Bleigel-Akkumulatoren betrieben, da diese im geladenen Zustand kleine Innenwiderstände besitzen und damit ein extrem niedriges Rauschverhalten aufweisen. Alle Leitungen werden zusätzlich mit einem Koaxial-Kabel versehen, um zusätzliche Störeinflüsse zu minimieren.

Den Abschluss in der Abschirmkette bildet eine große Aluminiumbox, die bis auf den Spektrumanalysator alle Komponenten des Rauschmessplatzes umgibt. Da Aluminium einen hohen spezifischen Leitwert besitzt, hat es somit eine gute Abschirmcharakteristik gegenüber elektrischen Störfeldern.

Abb. 5.9 verdeutlicht den Aufbau des Rauschmessplatzes.

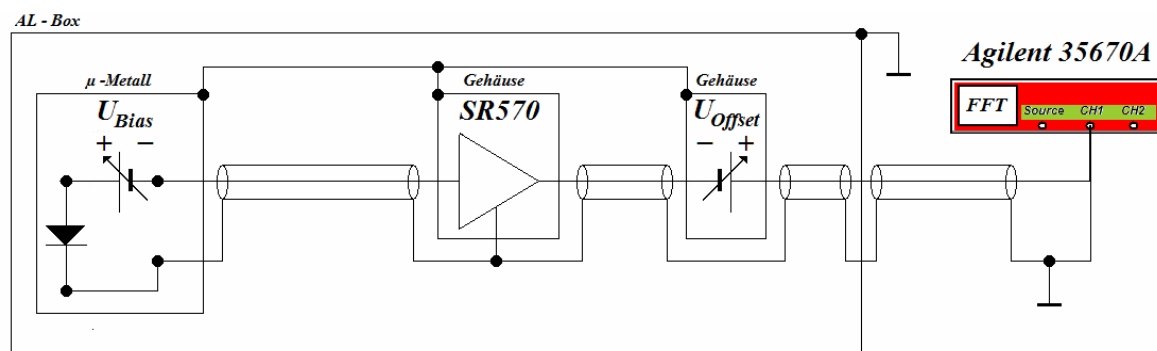


Abbildung 5.9 - Schematischer Aufbau der Abschirmung des Messplatzes

Zur Überprüfung der Wirksamkeit des Abschirmkonzeptes wurde das Rauschspannungsdichtespektrum einer auf einen Ferritkern gewickelten Kupferdraht-Spule mit und ohne Abschirmung von einem Spannungsverstärker verstärkt und mit dem Spektrumanalysator gemessen.

Anschließend wurde das Dämpfungsspektrum anhand von Gl. 5.11 berechnet.

$$dB = 20 \log \left(\frac{\sqrt{S_u}(\text{ohne Abschirmung})}{\sqrt{S_u}(\text{mit Abschirmung})} \right). \quad \text{Gl.(5.11)}$$

Hierbei stellt $\sqrt{S_u}$ die gemessene Rauschspannungsdichte dar.

Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 5.10. Es ist zu erkennen, dass der Abschirmeffekt für die niederfrequenten Rauschmessungen durch das verwenden der μ -Metallbox deutlich verbessert wird. Besonders stark werden Störsignale bei 50Hz und dessen Oberwellen gedämpft.

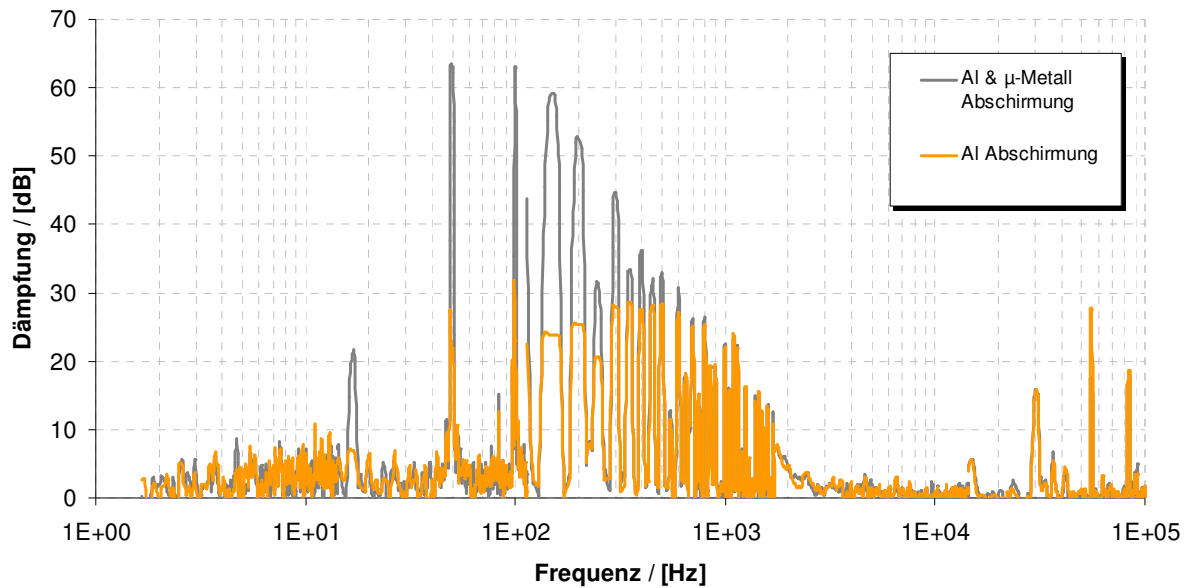


Abbildung 5.10 - Dämpfung der Abschirmung

5.3 Kleinsignalmodell

Um das Rauschen des Bauelementes aus dem Gesamtrauschen extrahieren zu können, ist es notwendig das Verhalten der Verstärkerschaltung zu kennen. Hierzu wurde ein Modell erstellt, anhand dessen man die Berechnung sämtlicher Rauschquellen durchführen kann.

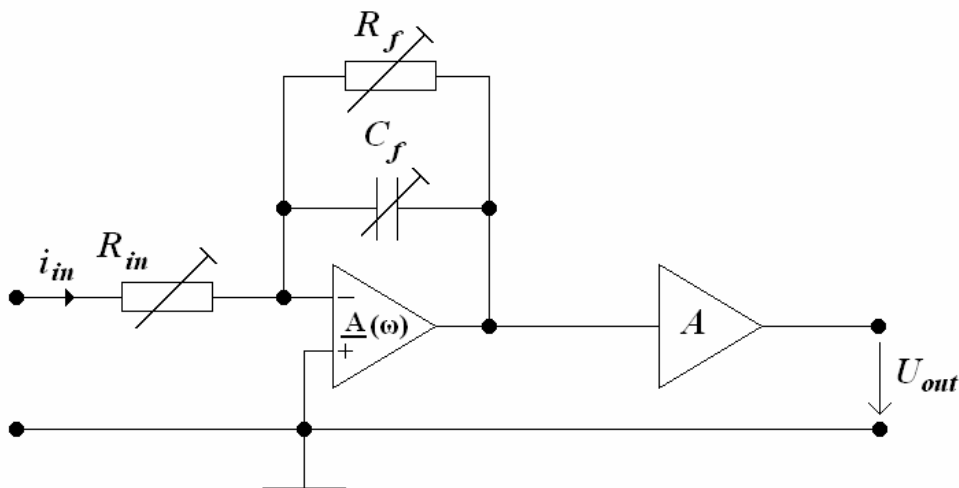


Abbildung 5.11 - Ersatzschaltbild des Transimpedanzverstärkers

Abb. 5.11 zeigt einen rückgekoppelten Operationsverstärker, dessen Rückkopplungszweig aus einer Parallelschaltung vom Widerstand R_f und einer Kapazität C_f besteht.

Der Operationsverstärker wird durch seinen Frequenzgang $\underline{A}(\omega)$ dargestellt.

$$\underline{A}(\omega) = \frac{A_0}{(1 + j\omega/\omega_1)(1 + j\omega/\omega_2)}. \quad \text{Gl.(5.12)}$$

A_0 stellt die Leerlaufverstärkung dar, ω_1 die untere und ω_2 die obere Kreisfrequenz.

Des Weiteren besitzt die Verstärkerschaltung einen zweiten Verstärker, dessen Verstärkung bei 1 liegt und dessen Eckfrequenz bei viel höheren Frequenzen anzusetzen ist, als die des ersten Verstärkers. Bei den hier betrachteten niederfrequenten Messungen wird er daher nicht berücksichtigt.

Einen sehr bedeutenden Teil in der Verstärkerschaltung bildet der Eingangswiderstand R_{in} . Seine Aufgabe ist es, die frequenzabhängige Eingangsimpedanz zu stabilisieren, um einen konstanten Eingangsstrom zu erhalten, welcher von der Frequenz weitestgehend unabhängig bleiben soll.

Mit dem Miller'schen Theorem kann das Ersatzschaltbild umgewandelt werden, um so die Eingangsimpedanz berechnen zu können.

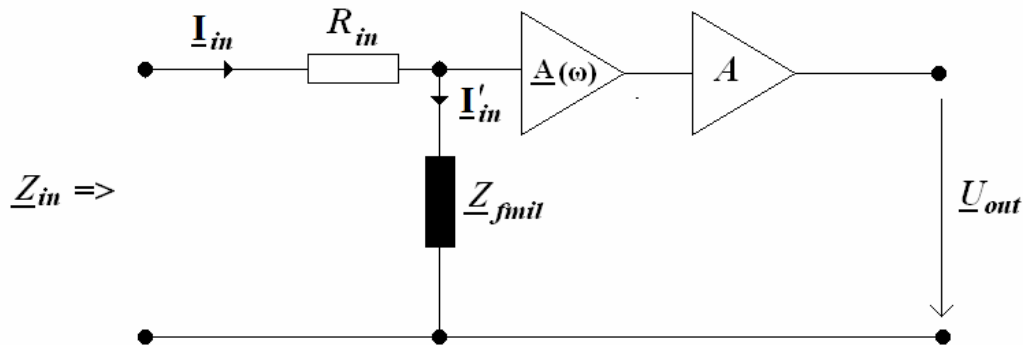


Abbildung 5.12 - Kleinsignalersatzschaltbild des Transimpedanzverstärkers mit Millerimpedanz

Das transformierte Schaltungsmodell beinhaltet die Millerimpedanz am Eingang des Verstärkers, die mit Gl. 5.13 ausgedrückt werden kann.

$$\underline{Z}_{fmil}(\omega) = \frac{\underline{Z}_f}{1 + \underline{A}(\omega)} = \frac{1}{1 + \underline{A}(\omega)} \left(\frac{R_f}{(1 + j\omega R_f C_f)} \right). \quad \text{Gl.(5.13)}$$

Mit diesem Wissen ist es möglich die Ausgangsspannung des Transimpedanzverstärkers anhand des Übertragungsverhaltens der Schaltung zu berechnen. Hierbei wird der komplexe Eingangsstrom \underline{I}_{in} an der komplexen Millerimpedanz \underline{Z}_{fmil} konvertiert, sodass der verstärkte Spannungsabfall mit Gl. 5.14 ausgedrückt werden kann.

$$\underline{U}_{out}(\omega) = \underline{A}(\omega) A \underline{Z}_{fmil}(\omega) \underline{I}_{in}. \quad \text{Gl.(5.14)}$$

Nun können unter der Verwendung einer definierten Rauschquelle die Komponenten der Millerimpedanz charakterisiert werden.

Hierbei wird die Rauschquelle \underline{U}_g an den Eingang der Verstärkerschaltung verbunden, wobei diese einen Vorwiderstand R_g von $1\text{ M}\Omega$ besitzt. Der Ausgang wird mit einem Spektrumanalysator verbunden.

Abb. 5.13 verdeutlicht das soeben erwähnte Messverfahren.

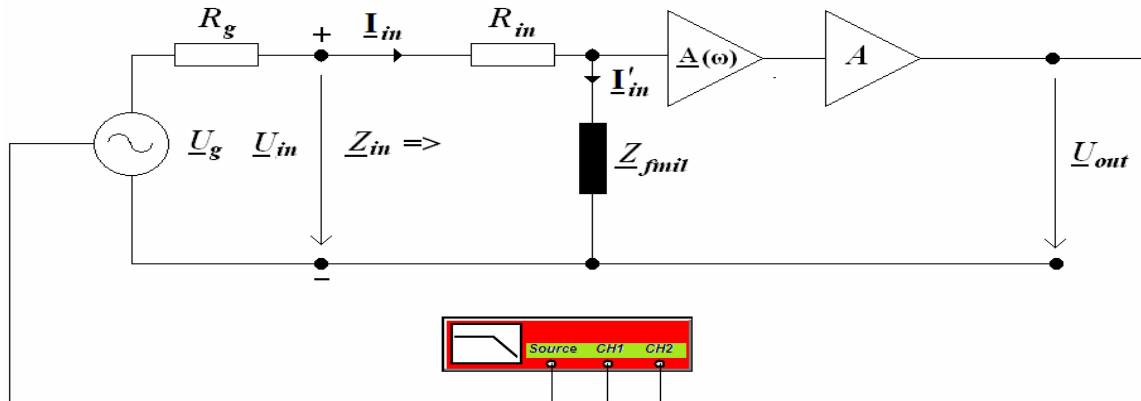


Abbildung 5.13 - Messaufbau zur Bestimmung des Frequenzganges der Spannungsverstärkung

Mit der Spannungsteilerregel lässt sich die Übertragungsfunktion dieser Schaltungsvariante ermitteln.

$$\underline{H}(\omega) = \frac{\underline{U}_{out}}{\underline{U}_g} = \underline{A}(\omega) A \frac{\underline{Z}_{fmil}(\omega)}{R_g + R_{in} + \underline{Z}_{fmil}(\omega)}. \quad \text{Gl.(5.15)}$$

Nach der Messung wurde das Übertragungsverhalten des Verstärkers in dem Messbereich $1 \times 10^{-6}\text{ A/V}$ und $1 \times 10^{-7}\text{ A/V}$ ermittelt und in Abb. 5.14 dargestellt.

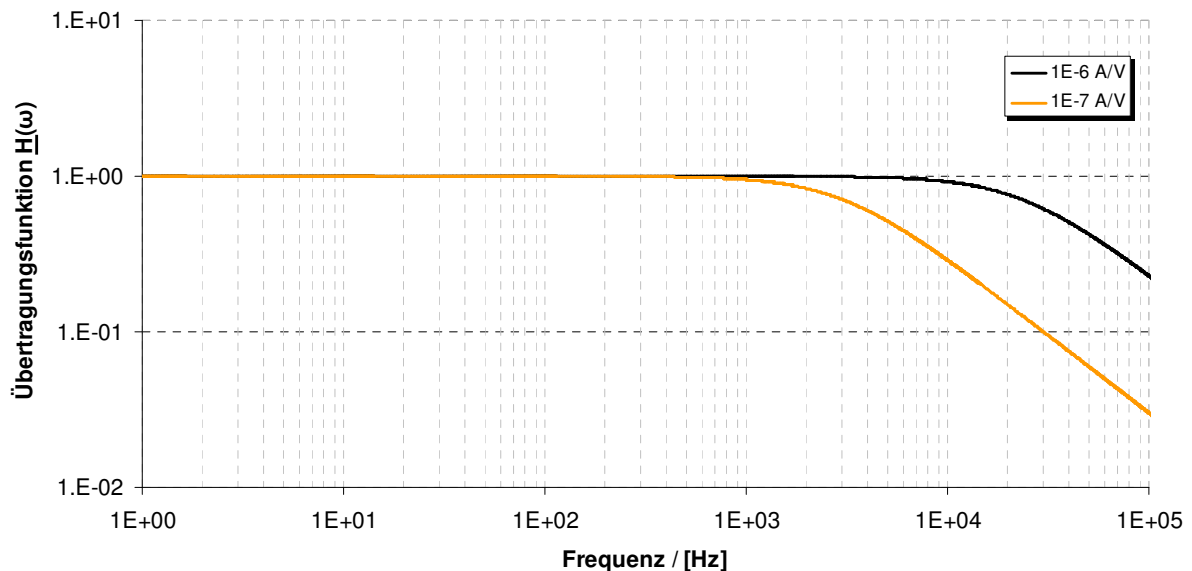


Abbildung 5.14 - Gemessener Frequenzgang des SR570 bei zwei verschiedenen Verstärkerstufen

Aus Abb. 5.14 lässt sich die Eckfrequenz der Übertragungsfunktion für den jeweiligen Messbereich des Verstärkers bestimmen.

Die Eckfrequenz wiederum steht mit dem Rückkopplungsnetzwerk des Operationsverstärkers in folgender Beziehung.

$$f_{-3dB} = \frac{1}{2\pi R_f C_f}. \quad \text{Gl.(5.16)}$$

Da der Widerstand R_f dem reziproken Wert des Verstärkermessbereiches entspricht und die Eckfrequenz aus Abb. 5.14 bestimmt werden kann, ist das Ermitteln der Kapazität C_f möglich.

Bislang wurde der Eingangsimpedanz Z_{in} in dieser Arbeit nur wenig Beachtung geschenkt. Allerdings spielt diese eine sehr wichtige Rolle für die Rauschmessung. Die Eingangsimpedanz besteht aus der Millerimpedanz Z_{fmil} und einem reellen Widerstand R_{in} . Aufgrund der starken Abhängigkeit des Betrages der Millerimpedanz von der Frequenz wurde der reelle Widerstand R_{in} zur Stabilisierung der Eingangsimpedanz vorgeschaltet.

Der Betrag der Millerimpedanz lässt sich unter der Vernachlässigung der zweiten Polstelle von $\underline{A}(\omega)$ und der Annahme, dass $R_f C_f = \tau$ gilt, ermitteln.

$$|\underline{Z}_{fmil}(\omega)| = \sqrt{\left[\frac{R_f \left(1 + \frac{\omega^2 \tau}{\omega_l} \right)}{A_0 [1 + (\omega \tau)^2]} \right]^2 + \left[\frac{R_f \left(\frac{\omega}{\omega_l} - \omega \tau \right)}{A_0 [1 + (\omega \tau)^2]} \right]^2}. \quad \text{Gl.(5.17)}$$

Unter der Einbeziehung des Vorwiderstandes R_{in} kann der Betrag der Eingangsimpedanz bestimmt werden.

$$|\underline{Z}_{in}(\omega)| = \sqrt{\left[R_{in} + \frac{R_f \left(1 + \frac{\omega^2 \tau}{\omega_l} \right)}{A_0 [1 + (\omega \tau)^2]} \right]^2 + \left[\frac{R_f \left(\frac{\omega}{\omega_l} - \omega \tau \right)}{A_0 [1 + (\omega \tau)^2]} \right]^2}. \quad \text{Gl.(5.18)}$$

Aus den hier erörterten Zusammenhängen lässt sich der Verlauf der Eingangs- und Millerimpedanz graphisch darstellen. Abb. 5.15 zeigt, dass der Eingangswiderstand R_{in} für eine Stabilisierung des Frequenzverhaltens der Eingangsimpedanz sorgt.

Erst zu höheren Frequenzen hin, wird die Millerimpedanz dominant und führt zu einer Frequenzabhängigkeit der Eingangsimpedanz.

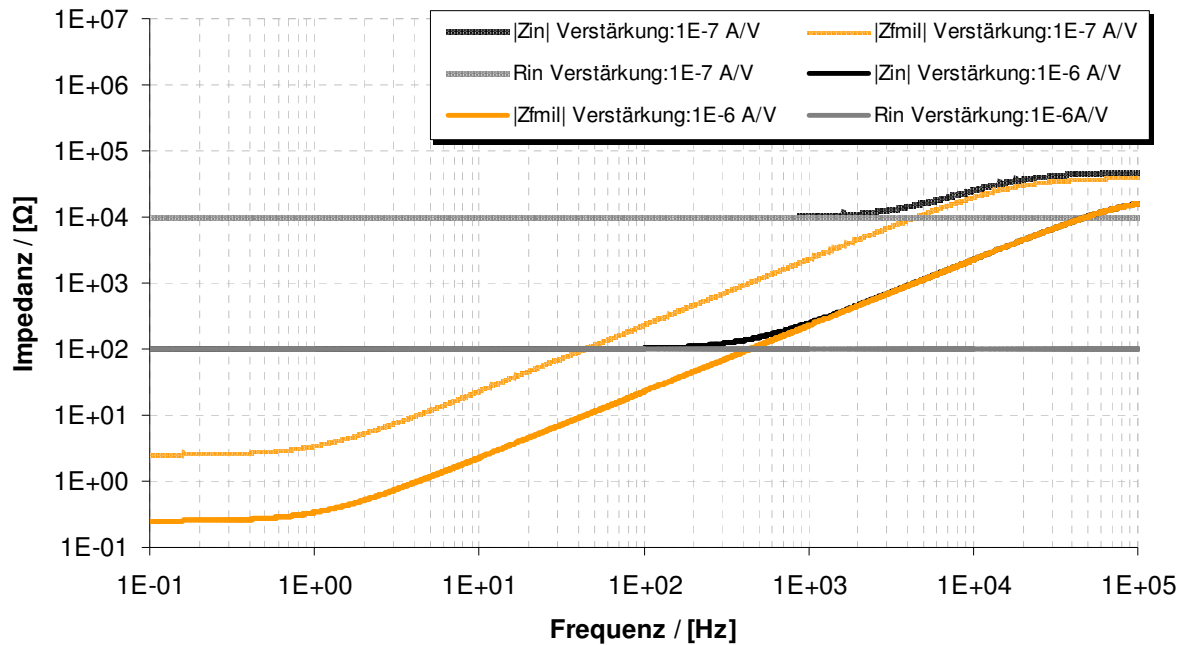


Abbildung 5.15 - Frequenzverläufe der Miller- und Eingangsimpedanzen des SR 570

5.4 Bestimmung des Rauschleistungsdichtespektrums S_{in} und $S_{u,in}$ in der Eingangsrauschquellen

In dem vorherigen Kapitel wurden ein Kleinsignalmodell aufgestellt und dessen Parameter bestimmt. Nachfolgend wird ein Modell vorgestellt, das alle Rauschquellen des Messplatzes beinhaltet.

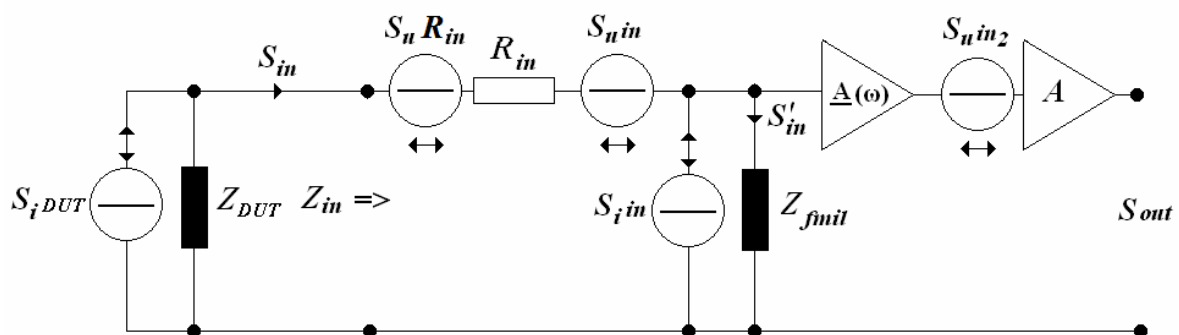


Abbildung 5.16 - Kleinsignalersatzschaltbild des SR 570 mit Rauschquellen

In Abb. 5.16 symbolisiert $S_{i,DUT}$ das Rauschleistungsdichtespektrum des Stromes und Z_{DUT} die Impedanz des Bauelementes.

Der Vorwiderstand R_{in} wird durch das Rauschleistungsdichtespektrum $S_{u,R_{in}}$ definiert.

$$S_{u,R_{in}} = 4kTR_{in} \quad \text{Gl.(5.19)}$$

Zusätzlich besitzt der Verstärker eine Rauschleistungsdichtespektrum des Stromes $S_{i\text{in}}$ und die Rauschleistungsdichtespektrum der Spannung $S_{u\text{in}}$.

Außerdem wird in diesem Modell die Rauschspannungsquelle des zweiten Verstärkers mit einbezogen.

Die Bestimmung des Rauschleistungsdichtespektrums des Stromes $S_{i\text{in}}$ erfolgt vorerst über die Rauschübertragungseigenschaften des Verstärkers:

$$S_{out}(\omega) = \left(S_{i\text{in}'}(\omega) | \underline{Z}_{fml}(\omega) \underline{A}(\omega) |^2 + S_{u\text{in}2} \right) A^2. \quad \text{Gl.(5.20)}$$

Weiterhin kann $S_{i\text{in}'}$ durch den Quotienten der Superposition der einzelnen Rauschleistungsdichtespektren der Rauschspannungen und der Gesamtimpedanz des Eingangskreises ausgedrückt werden.

$$S_{i\text{in}'}(\omega) = \frac{S_{i\text{in}}(\omega) | \underline{Z}_{DUT} + R_{in} |^2 + S_{iDUT} | \underline{Z}_{DUT} |^2 + S_{u\text{in}}(\omega) + S_{uR_{in}}}{| \underline{Z}_{DUT} + R_{in} + \underline{Z}_{fml}(\omega) |^2}. \quad \text{Gl.(5.21)}$$

Wird nun das Leerlaufverhalten des Verstärkers betrachtet, so kann folgende Näherung angenommen werden:

$$| \underline{Z}_{DUT} | \rightarrow \infty \quad \text{Gl.(5.22)}$$

Und daraus resultiert:

$$S_{iDUT}(\omega) \rightarrow 0 \quad \text{Gl.(5.23)}$$

Wird nun Gl. 5.21 betrachtet, so ergibt sich mit der obigen Annahme der Ausdruck in Gl. 5.24:

$$\Rightarrow S_{i\text{in}'}(\omega) = S_{i\text{in}}(\omega). \quad \text{Gl.(5.24)}$$

Wird Gl. 5.24 in Gl. 5.20 eingesetzt und nach $S_{i\text{in}}$ umgestellt, so bekommt man den in Gl. 5.25 folgenden Ausdruck. Hierbei wurde zusätzlich die Annahme gemacht, dass $S_{u\text{in}}$ vernachlässigt werden kann und $A^2=1$ ist.

$$S_{i\text{in}}(\omega) = \frac{S_{out}(\omega)}{| \underline{Z}_{fml}(\omega) \underline{A}(\omega) |^2}. \quad \text{Gl.(5.25)}$$

Somit kann mit $\underline{Z}_f = \underline{Z}_{fml} \underline{A}(\omega)$ für geringe Frequenzen und hohe Verstärkungen folgender Ausdruck gebildet werden.

$$S_{in}(\omega) \approx \frac{S_{out}(\omega)}{|Z_f(\omega)|^2}. \quad \text{Gl.(5.26)}$$

Das Rauschleistungsdichtespektrum des Stromes des Operationsverstärkers kann also aus dem Quotienten der Messung des Ausgangsrauschens und dem Quadrat der Verstärkung berechnet werden.

Das Ergebnis der Messung für eine Verstärkung von 1×10^{-6} A/V und 1×10^{-7} A/V wird in Abb. 5.17 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass zu höheren Frequenzen hin die Rauschleistungsdichtespektrum des Stromes von der Frequenzabhängigkeit der Eingangsimpedanz und dem Rauschleistungsdichtespektrum der Spannung $S_{u_{in2}}$ dominiert wird.

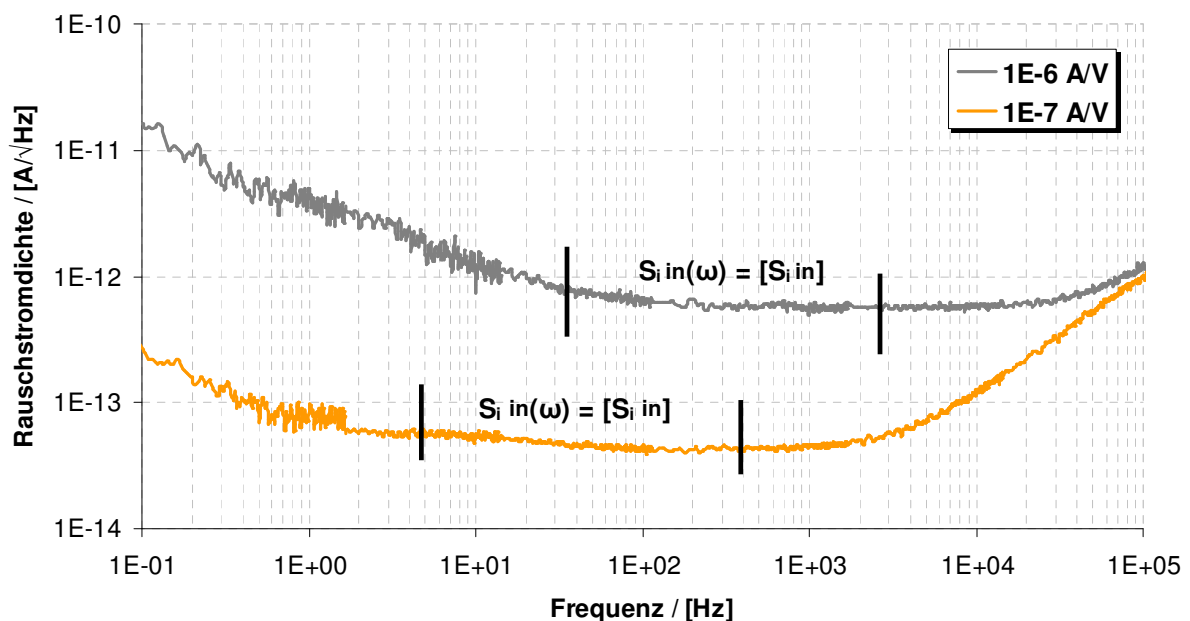


Abbildung 5.17 - Bestimmung der effektiven Eingangsrauschstromdichte des Operationsverstärkers

Zur Bestimmung des Eingangsrauschleistungsdichtespektrums S_u in des Operationsverstärkers wird der Eingang des Verstärkers mit einem Widerstand R_T von 50Ω kurzgeschlossen.

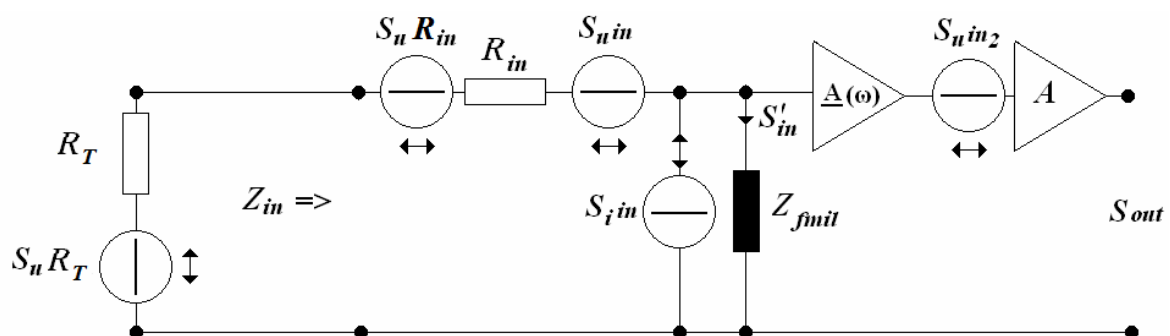


Abbildung 5.18 - Kleinsignalersatzschaltbild des SR570 zur Bestimmung des Eingangsrauschleistungsdichtespektrums der Spannung $S_{v,in}$

Durch den Kurzschluss kann folgende Annahme getroffen werden:

$$|Z_{DUT}| \rightarrow 0 \quad \text{Gl.(5.27)}$$

Der Widerstand R_T bildet mit dem Eingangswiderstand R_{in} eine Reihenschaltung, wobei R_{in} aufgrund seines hohen Wertes R_T dominiert, sodass das Rauschen $S_u R_T$ vernachlässigt werden kann.

Folgende Vereinfachung kann für Gl. 5.21 gebildet werden.

$$S_{i'in'}(\omega) = \frac{S_{i'in}(\omega) |R_{in}|^2 + S_{u'in}(\omega) + S_u R_{in}}{|R_{in} + Z_{fmil}(\omega)|^2}. \quad \text{Gl.(5.28)}$$

Durch Einsetzen der Gl. 5.28 in Gl. 5.20 und der Umstellung nach $S_{u'in}$ ergibt sich Gl. 5.29.

$$S_{u'in} = (S_{out}(\omega) - S_{u'in2}) \left| \frac{R_{in} + Z_{fmil}(\omega)}{Z_{fmil}(\omega) A(\omega)} \right|^2 - S_{i'in}(\omega) R_{in}^2 - S_u R_{in}. \quad \text{Gl.(5.29)}$$

Für die Bestimmung des Eingangsrauschleistungsdichtespektrums der Spannung wurden Messungen bei einer Verstärkung von 1×10^{-6} A/V und 1×10^{-7} A/V durchgeführt und in Abb. 5.19 dargestellt.

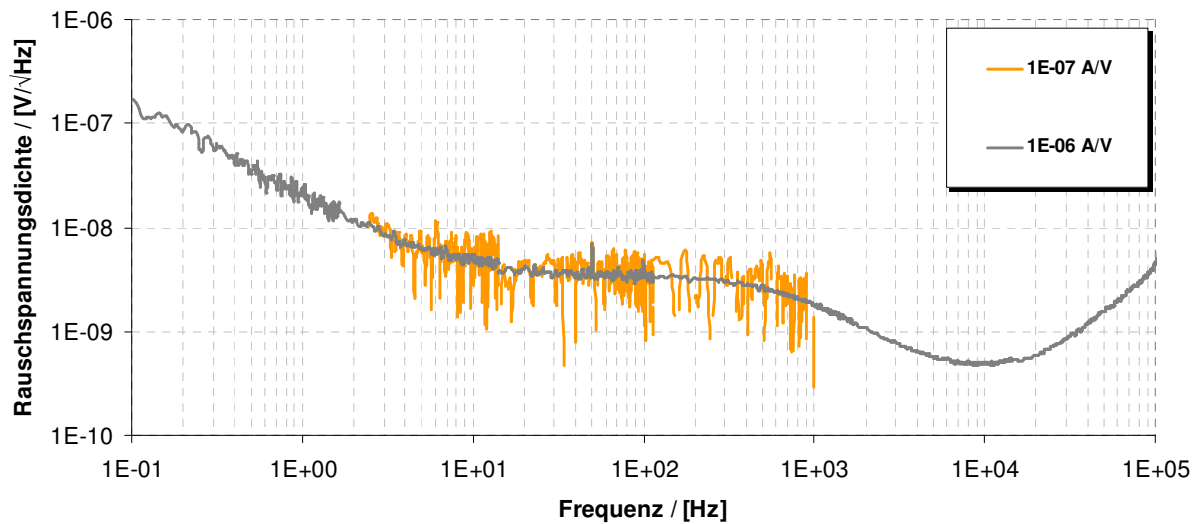


Abbildung 5.19 - Messung der Eingangsrauschspannungsquelle $S_{u'in}$

Zur späteren Rauschbestimmung von Halbleiterbauelementen ist es notwendig, die hier gemessenen Rauschcharakteristiken der Eingangsrauschquellen zu modellieren.

Beide Rauschquellen besitzen bei geringen Frequenzen eine $1/f$ -Charakteristik, die anhand Gl. 5.30 modelliert wurde:

$$S_{(i/u)} = \frac{A_{fi/u}}{f^\gamma} + S_0. \quad \text{Gl.(5.30)}$$

Hierbei symbolisiert der Faktor $A_{fi/u}$ den Wert der Amplitude des Rauschleistungsdichtespektrums bei einer Frequenz von 1 Hz. Der Exponent γ der Frequenz f , beschreibt die Steigung des $1/f$ -Verlaufs.

S_0 gibt den Gleichanteil des Rauschleistungsdichtespektrums an, der das thermische Rauschen aller Rauschquellen widerspiegelt.

In Tab. 1 wurden alle Parameter der Eingangsrauschquellen als effektive Rauschstrom- bzw. Rauschspannungsdichte zusammengefasst.

	$S_{i\text{ in}} = A_{fi} / f^\gamma + S_0$			$S_{u\text{ in}} = A_{fu} / f^\gamma + S_0$			
Verstärkung [A/V]	$\sqrt{S_0}$ [A/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	$\sqrt{A_{fi}}$ [A]	γ	$\sqrt{S_0}$ [V/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	$\sqrt{A_{fu}}$ [V]	γ	$S_{u\text{ in}_2}$ [V/ $\sqrt{\text{Hz}}$]
10^{-6}	$7,6 \times 10^{-13}$	$3,0 \times 10^{-12}$	1,38	$3,3 \times 10^{-9}$	$2,3 \times 10^{-8}$	1,64	$3,10 \times 10^{-7}$
10^{-7}	$4,6 \times 10^{-14}$	$7,5 \times 10^{-14}$	1,32				$2,74 \times 10^{-7}$

Tabelle 1 - Verstärkung und Eingangsrauschquellen des Operationsverstärkers

Die extrahierten Rauschquellenverläufe werden in Abb. 5.20 und Abb. 5.21 graphisch dargestellt.

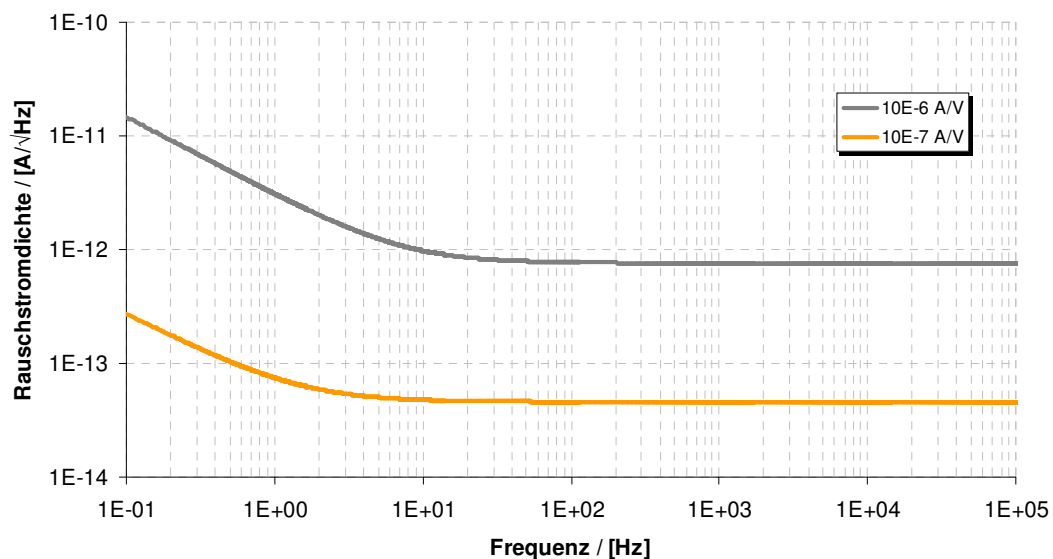


Abbildung 5.20 - Modelliertes Verhalten der Eingangsrauschstromquelle $S_{i\text{ in}}$

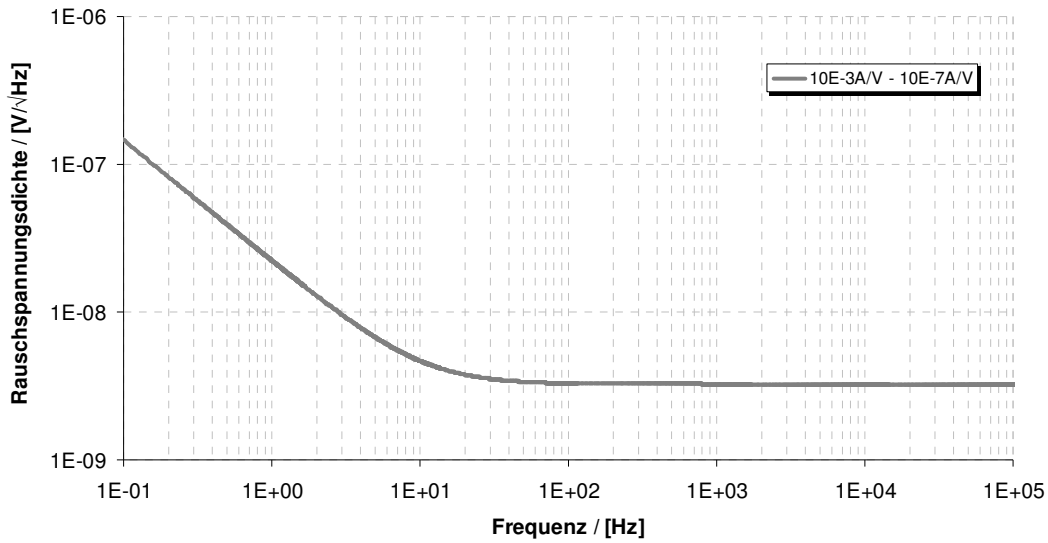


Abbildung 5.21 - Modelliertes Verhalten der Eingangsrauschspannungsquelle S_{in}

Bislang wurden das Abschirmkonzept und sämtliche Rauschquellen erläutert. Folgend soll an einer SOI-Pin-Diode das Messverfahren vorgestellt werden, mit dem man das Rauschsignal des Bauelementes aus dem gemessenen Rauschspektrum extrahieren kann.

Es ist notwendig das Kleinsignalverhalten des zu untersuchenden Bauelementes zu kennen. Hierzu wurde ein Kleinsignalmodell aufgestellt, bestehend aus einer Diodenimpedanz und der Rauschstromquelle.

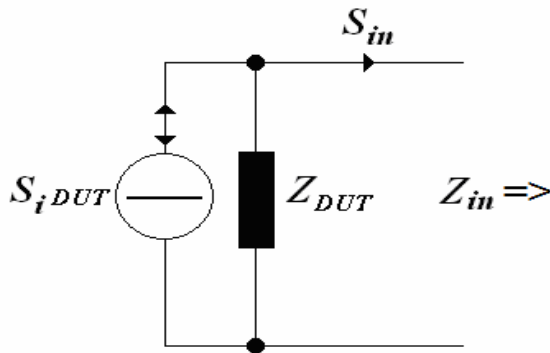


Abbildung 5.22 - Kleinsignalersatzschaltbild einer SOI-Diode

Das Systemrauschen $S_{uoutSys}(\omega)$, das am Ausgang des Verstärkers erscheint, kann mit den extrahierten Rauschquellen bestimmt werden.

Hierzu wird Gl. 5.31 in Gl. 5.32 eingesetzt.

$$S_{i'in'}(\omega) = \frac{S_{i'in}(\omega) |Z_{DUT} + R_{in}|^2 + [S_{iDUT} |Z_{DUT}|^2] + S_{u'in}(\omega) + S_u R_{in}}{|Z_{DUT} + R_{in} + Z_{fmil}(\omega)|^2} \quad \text{Gl.(5.31)}$$

$$S_{out}(\omega) = (S_{i'in'}(\omega) |Z_{fmil}(\omega) A(\omega)|^2 + S_{u'in_2}). \quad \text{Gl.(5.32)}$$

Das resultierende Systemrauschen, bei dem die Rauschkomponente des Bauelementes nicht einbezogen wird, kann mit Gl. 5.33 ausgedrückt werden.

$$S_{u_{out}Sys}(\omega) = \frac{[S_{i_{in}}(\omega) | \underline{Z}_{DUT} + R_{in} |^2 + S_{u_{in}}(\omega) + S_{u_{R_{in}}}] | \underline{A}(\omega) \underline{Z}_{fml} |^2}{| \underline{Z}_{DUT} + R_{in} + \underline{Z}_{fml}(\omega) |^2} + S_{u_{in}}. \quad \text{Gl.(5.33)}$$

Das Systemrauschleistungsdichtespektrum wird anschließend von dem gemessenen Rauschleistungsdichtespektrum abgezogen und auf den Verstärkereingang zurückgerechnet.

$$S_{i_{DUT}}' = \frac{S_{out} - S_{u_{out}Sys}(\omega)}{| \underline{A}(\omega) \underline{Z}_{fml} |^2} \approx \frac{S_{out} - S_{u_{out}Sys}(\omega)}{| \underline{Z}_f |^2}. \quad \text{Gl.(5.34)}$$

Abschließend muss noch die Zusammenschaltung im Kleinsignalersatzschaltbild zwischen der Diode und dem Verstärkereingangnetzwerk in Betracht gezogen werden, die für die gemessenen Rauschströme einen Stromteiler bildet (Abb. 5.23).

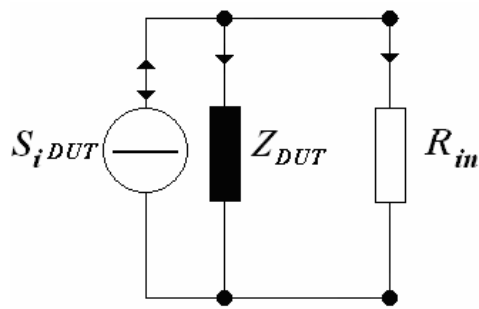


Abbildung 5.23 - Stromteilerverhalten im Verstärkereingangskreis

Wird dieser Effekt mit einbezogen, so führt dies zu einer Korrektur, die das tatsächliche Rauschen der Diode widerspiegelt.

$$S_{i_{DUT}} = S_{i_{DUT}}' \frac{R_{DUT} + R_{in}}{R_{DUT}}. \quad \text{Gl.(5.35)}$$

Der Einfachheit halber wurde die Impedanz des Bauelementes Z_{DUT} als ein reeller Widerstand R_{DUT} angenommen. Diese Vereinfachung ist für die meisten Fälle akzeptabel.

Um einen Einblick in die Rauschmessung zu bekommen, ist eine Beispielmessung einer SOI-Pin-Diode durchgeführt worden (Abb.5.24). Dargestellt ist die am Ausgang gemessene effektive Rauschspannungsdichte der PIN-Diode und das gesamte Systemrauschen $S_{u_{out}Sys}(\omega)$. In dieser Beispielmessung ist das Rauschniveau der SOI-Pin-Diode weitaus höher als das des Systems. Aus diesem Grund wirkt sich die Subtraktion des Systemrauschens vom Rauschen am Ausgang des Verstärkers kaum aus. Werden allerdings Bauelemente gemessen, deren Rauschniveau sich nahe des Systemrauschniveaus befindet, so ist das hier vorgestellte Subtraktionsverfahren und das Beziehen des Rauschsignals auf den Eingang durchaus sinnvoll. Aufgrund von parasitären Kapazitäten der Zuleitungen, des Operationsverstärkers

und des Bauelementes sind das Modell und die gemessenen Rauschspannungsdichte nur bis 1 kHz gültig.

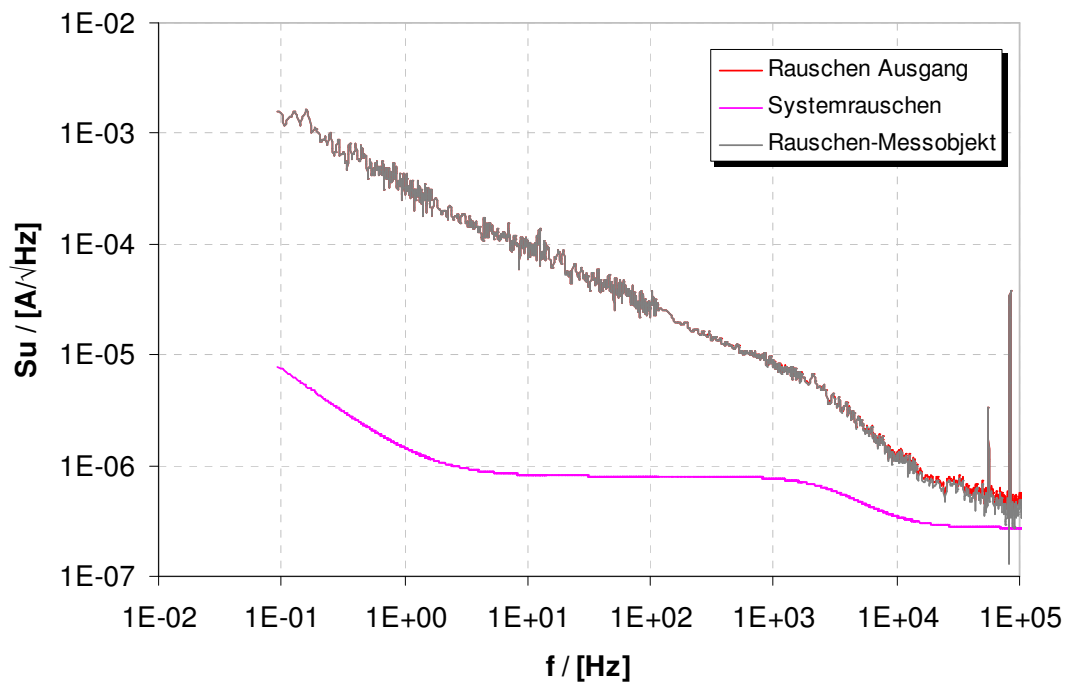


Abbildung 5.24 - Effektive Rauschspannungsdichte des Systemrauschens und einer SOI-PIN-Diode

6 Eigenschaften der Infrarotstrahlung

6.1 Allgemeine Strahlungsphysik

Jeder Körper, der sich über dem absoluten Nullpunkt befindet, sendet eine Wärme- oder Temperaturstrahlung aus. Das Stefan-Boltzmann-Gesetz besagt, dass die Wärmestrahlung eines Körpers (eines schwarzen Strahlers) mit seiner Temperatur und Fläche ansteigt.

Ein schwarzer Strahler hat den Emissionsgrad 1 und gehorcht dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz [9]:

$$\Phi_{eS} = \sigma A_{Str} T^4 \quad \text{Gl.(6.1)}$$

In Gleichung Gl. 6.1 symbolisiert A die Fläche des schwarzen Strahlers und T dessen Temperatur. σ stellt die Stefan-Boltzmann-Konstante dar. Φ_{eS} gibt den über alle Wellenlängen ausgestrahlten Strahlungsfluss an.

Betrachtet man das kontinuierliche Spektrum des ausgestrahlten Strahlungsflusses über die Wellenlänge, so kann man eine Verschiebung der Wellenlänge λ_{\max} mit der Temperatur T feststellen, bei der der größte Strahlungsfluss abgegeben wird. Wien beschrieb diesen Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ_{\max} und der Temperatur T des Strahlers mit:

$$\lambda_{\max} T = b_W \quad \text{Gl.(6.2)}$$

wobei b_W die Wiensche Konstante darstellt.

Mittels des Planckschen Gesetzes, das die Aufspaltung des im Stefan-Boltzmann-Gesetz definierten Strahlungsflusses in einzelne Wellenlängen beschreibt, lässt sich für jeden Wellenlängenbereich λ bis $\lambda+d\lambda$ der zugehörige Strahlungsfluss $d\Phi_{eS}$ berechnen. Dabei geht Planck davon aus, dass der Strahlungsfluss von einem Strahler der Fläche A in einem Halbraum ausgestrahlt wird.

$$d\Phi_{eS} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{A}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda \quad \text{Gl.(6.3)}$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit, k die Boltzmann-Konstante und h das Plancksche Wirkungsquantum.

Mit der Division von Gl. 6.3 durch $d\lambda$ und die Fläche A, erhält man die spezifische spektrale Ausstrahlung M_λ in Abhängigkeit der Wellenlänge.

$$M_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad \text{Gl.(6.4)}$$

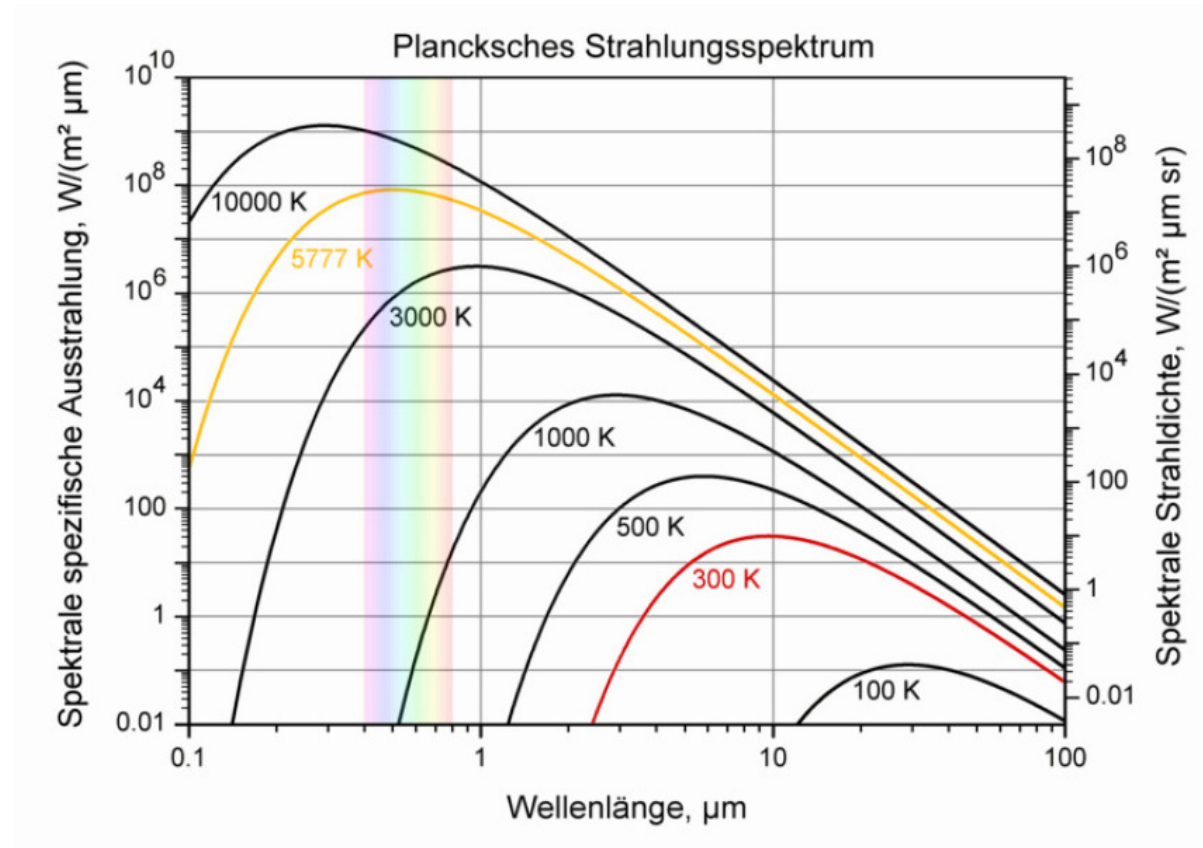


Abbildung 6.1 - Strahlungsspektren für verschiedene Temperaturen [20]

Abb. 6.1 stellt die spektrale spezifische Ausstrahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge dar.

Zusätzlich ist eine Abhängigkeit bezüglich der Temperatur vorhanden, wobei das Spektrum mit steigender Temperatur zu geringeren Wellenlängen verschoben wird. Besitzt der Strahler eine Temperatur von 300K, was der Raumtemperatur entspricht, so befindet sich das Maximum des Spektrums bei einer Wellenlänge von etwa 10μm. Ab einer Temperatur von 3000K befindet sich das Maximum des Spektrums schon im sichtbaren Bereich.

6.2 Infrarote Strahlung

Bei der infraroten Strahlung handelt es sich um eine elektromagnetische Strahlung, die einen Wellenlängenbereich von 780nm bis 1mm [21] abdeckt.

Zu niedrigen Wellenlängen hin schließt sich die IR-Strahlung an das sichtbare Licht an; zu höheren Wellenlängen hingegen an den Mikrowellen-Bereich. Weiterhin kann die Infrarotstrahlung folgend unterteilt werden:

Bezeichnungen			Untergrenze	Obergrenze
IR	Nahes Infrarot (NIR)	IR-A	780 nm	1.4 μm
		IR-B	1.4 μm	3.0 μm
	Mittleres Infrarot (MIR)	IR-C	3.0 μm	5.0 μm
	FIR		5.0 μm	1 mm

Tabelle 2 - Zuordnung der verschiedenen Bereiche der Infrarotstrahlung [22]

Durch Absorption der IR-Strahlung aufgrund der sich in der Atmosphäre befindlichen Moleküle werden unterschiedliche Wellenlängenbereiche unterdrückt.

Diese atmosphärischen Transmissionseigenschaften sind der Grund, warum die Bereiche bei Wellenlängen von 3-5 μm und 8-14 μm zur Detektion genutzt werden.

Abb. 6.2 zeigt die atmosphärische Transmission für eine Weglänge von 10m und 100m, wobei zusätzlich Absorptionsbanden von bekannten Gasen eingetragen wurden.

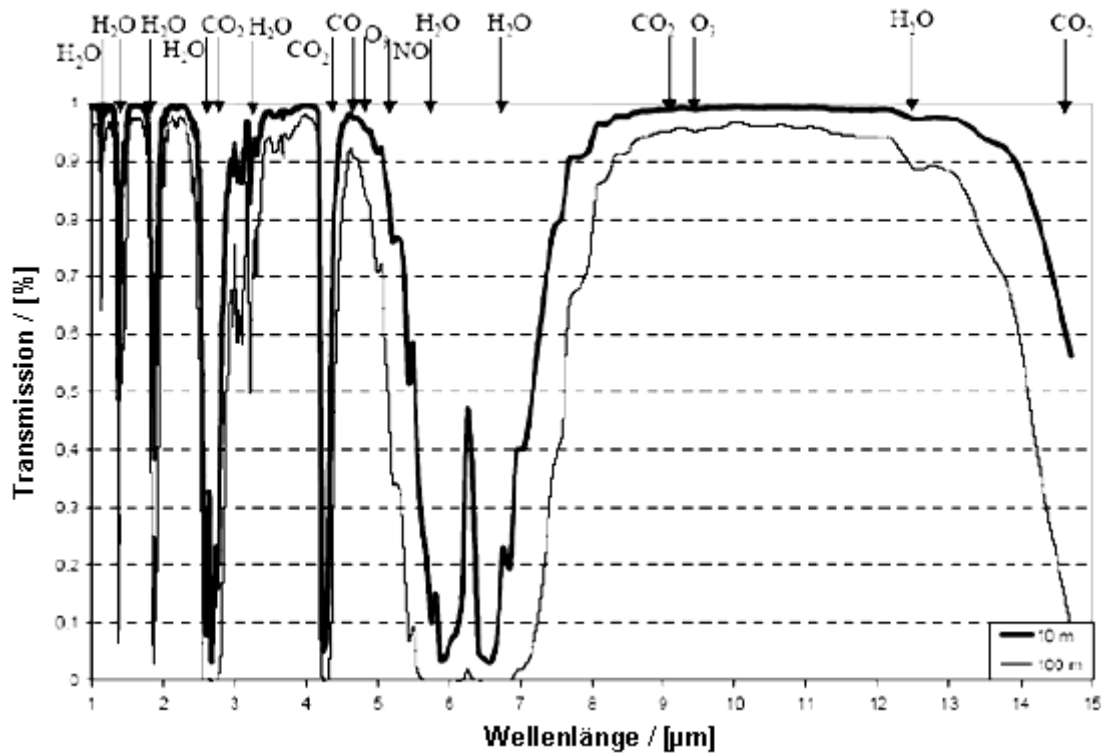


Abbildung 6.2 - Atmosphärische Transmission [23]

Aus dem Planckschen Gesetz folgt, dass bei einem Strahler, der eine Temperatur von -30°C bis 80°C besitzt, die Wellenlänge λ_{max} bei $8\text{-}12\mu\text{m}$ liegt. Somit befindet sich auch die maximal abgegebene Strahlungsleistung in diesem Wellenlängenbereich.

Diese Wellenlängen werden auch bevorzugt durch die Atmosphäre transmittiert.

Somit ist die Detektion der Wärme in einem Wellenlängenbereich von $8\text{-}12\mu\text{m}$ am sinnvollsten.

Nachfolgend sollen unterschiedliche Sensoren vorgestellt werden, die eine FIR-Strahlung absorbieren und detektieren können.

7 Infrarot-Detektoren

Infrarot-Detektoren können in zwei Kategorien eingeteilt werden, in photonische und thermische Detektoren. In diesem Kapitel sollen unterschiedliche Sensoren zur Detektion von IR-Strahlung vorgestellt werden. Anschließend wird das Diodenbolometer näher erläutert. Als Bewertungskriterium für die Qualität eines Infrarotsensors wird die NETD (Noise Equivalent Temperature Difference) herangezogen. Die NETD gibt die Temperaturdifferenz eines schwarzen Strahlers an, die im Bolometer ein Signal in gleicher Höhe hervorruft wie das gesamte Rauschen und ist somit ein Maß für die Auslösungsgrenze.

7.1 Photonische Detektoren

Photonische Detektoren können aus einer Pin-Diode bestehen, die in Sperrrichtung gepolt wird. Ankommende Photonen generieren im intrinsischen Bereich Elektron-Loch-Paare, die aufgrund der angelegten Spannung voneinander getrennt werden und einen Photostrom generieren.

Die Energie E eines Photon ist wie folgt definiert:

$$E = \frac{hc}{\lambda}, \quad E(\text{eV}) = \frac{1,24}{\lambda(\mu\text{m})} \quad \text{Gl.(7.1)}$$

c symbolisiert die Lichtgeschwindigkeit, h das plancksche Wirkungsquantum und λ die Wellenlänge.

Zur Detektion von Photonen im ferninfraroten Bereich ist es also laut Gl. 7.1 notwendig, Materialien zu verwenden, deren Bandlücke eine Energie von ca. 0,1 eV besitzt.

Mögliche Materialien sind Indiumantimonid (InSb) oder Quecksilber-Cadmium-Tellurid (HgCdTe).

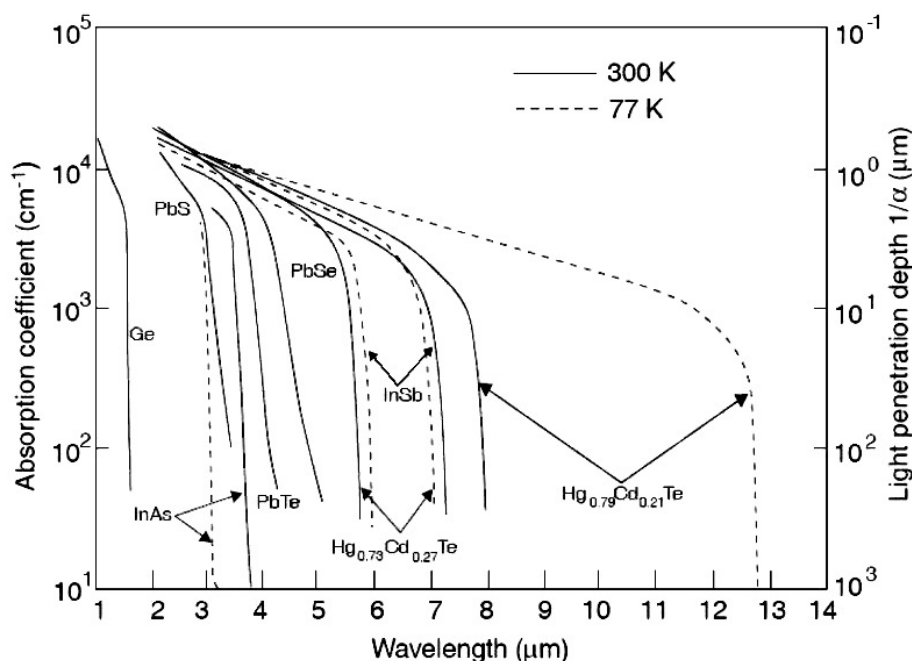


Abbildung 7.1 - Absorptionskoeffizient für unterschiedliche Materialien [24]

Abb. 7.1 zeigt den Absorptionskoeffizienten von geeigneten Materialien, die für die Detektion von Photonen in der Wellenlänge von 1-14µm geeignet sind.

Aufgrund der kleinen Bandlücke werden allerdings mehr Elektronen-Loch-Paare thermisch generiert, als durch Absorption der Photonen. Aus diesem Grund müssen die Pin-Dioden auf sehr niedrige Temperaturen gekühlt werden (z.B. 77 K).

Eine andere Art von photonsischen Detektoren stellt der Quantum Well Infrared Photodetektor dar (QWIP). Er besteht aus einer Kombination von Materialien, die einen Potentialtopf mit definierten Energieniveaus darstellen. Ankommende Photonen werden absorbiert und befördern die sich im Potentialtopf des Leitungsbandes befindlichen Elektronen auf ein höheres Subband. Hierbei steigt die Wahrscheinlichkeit der angeregten Elektronen in das freie Leitungsband zu tunneln an und die so generierten Elektronen erzeugen einen Photostrom, der nun Aufschluss über die eintreffende Strahlung ergibt.

Im Vergleich zu den Photodioden ist die Performance der QWIP schlechter, allerdings ist deren Homogenität und Ausbeute höher.

Eine hohe Empfindlichkeit und Schnelligkeit stellt für die photonischen Sensoren einen Vorteil gegenüber den thermischen Sensoren dar. Allerdings sind der Herstellungsprozess und die notwendige Kühlung sehr kostenintensiv.

Aktuelle photonische Sensoren besitzen eine NETD von 7-20mK [25].

7.2 Thermische Detektoren

Thermische Detektoren detektieren IR-Strahlung indirekt, zum Beispiel über eine Widerstandsänderung des Materials aufgrund von Absorption von IR-Strahlung und der dadurch verursachten Erwärmung des Sensormaterials.

Um eine möglichst hohe Erwärmung des Materials zu erreichen, werden thermische Sensoren thermisch isoliert, indem sie im Vakuum verpackt auf Stützen oberhalb des Substrates aufgehängt werden.

Aus diesem Grund sind diese Sensoren langsamer als photonische Sensoren.

Da thermische Sensoren ihre Eigenschaften in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur verändern (wie z.B. ihren Temperaturkoeffizienten), werden oft thermoelektrische Kühler (engl. thermoelectric cooler, TEC) verwendet, um eine Temperaturstabilität zu erreichen. Dies erleichtert den Kalibrationsaufwand, da die Sensoren immer bei gleichbleibender Temperatur betrieben werden (bei ca. 300K). Aktuelle Arrays benutzen intelligente Schaltungsvarianten, die bei exakter Kenntnis der Eigenschaften vom Sensormaterial auf TECs verzichten können. Die so betriebenen Sensor-Arrays werden als TEC-less Arrays bezeichnet.

Ein Großteil der thermischen Detektoren wird in einem Post-Prozess auf einen mit einer Ausleseschaltung (Readout Integrated Circuit, ROIC) prozessierten Wafer aufgebracht. Zur Absorption der Strahlung sind die Sensoren mit einer Absorberschicht bedeckt. Zudem befindet sich unterhalb des aufgehängten Sensormaterials ein Reflektor, der die transmittierte Strahlung zum Sensor zurückreflektiert und somit die Sensitivität des Sensors steigert.

7.2.1 Der Thermopile-Sensor

1821 entdeckte Thomas Seebeck einen thermoelektrischen Effekt und erfand das erste Thermoelement. Ein solches besteht aus zwei unterschiedlichen, an einem Ende verbundenen Metallen. Wird das Thermoelement längs seiner Leiter einer Temperaturdifferenz ausgesetzt, so kann man einen Spannungsabfall an den Enden der Leiter messen.

Diese Spannung kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$U_{AB} = (\alpha_A - \alpha_B)(T_{hot} - T_{cold}) \quad \text{Gl.(7.2)}$$

α_A und α_B sind die Seebeck-Koeffizienten der zwei unterschiedlichen Materialien, T_{hot} und T_{cold} stellen die Temperaturen an den beiden Enden des Sensors dar [25].

Aufgrund der geringen Spannung müssen daher mehrere Thermoelemente in Reihe geschaltet werden. Eine weitere Erhöhung der Sensitivität dieses Detektors kann durch eine gute thermische Isolierung der beiden Enden erreicht werden.

Ein möglicher Aufbau eines Thermopile-Sensors mit fünf in Reihe geschalteten Thermoelementen ist in Abb. 7.2 dargestellt.

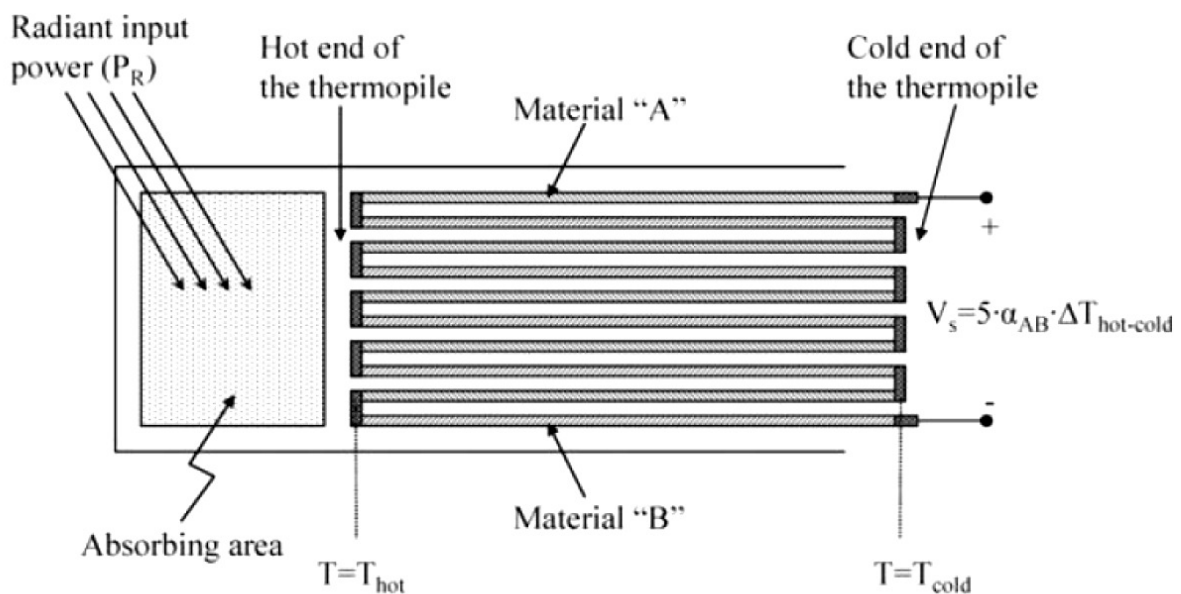


Abbildung 7.2 - Aufbau eines Thermopile-Sensors [25]

Das Ende, an dem sich die Absorptionsfläche befindet, hängt frei. Das andere Ende, an dem die Spannung gemessen wird, ist mit dem Substrat verbunden. Durch die Wahl von geeigneten Materialien kann die Sensitivität gesteigert werden. Eine mögliche Kombination bieten Bismut-Tellurid (Bi-Te) oder Blei-Tellurid (Pb-Te). Diese Materialien sind allerdings nicht CMOS-kompatibel. Allerdings stellt n-poly-Silizium / Aluminium eine CMOS taugliche Alternative dar.

Thermopile-Sensoren sind sehr flächenintensiv und besitzen eine hohe NETD. Ein Sensor-Array wurde mit einer Pixelabmessung von $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ und einer NETD von $0,5\ \text{K}$ vorgestellt [26].

7.2.2 Der pyroelektrische Sensor

Pyroelektrische Sensoren bestehen aus pyroelektrischen Materialien, die einen permanenten Dipol und somit eine Polarisation besitzen. Wird Infrarotstrahlung absorbiert, so verändert sich die Polarisation und es entsteht eine Ladung auf der Oberfläche des Materials [27]. Diese Ladungsänderung kann mit einer Kondensatoranordnung abgegriffen und zu einem elektrischen Signal verarbeitet werden. Die Ladungsänderung ΔQ_p ist proportional zur Fläche der Elektroden A_p , der Temperaturänderung ΔT und der pyroelektrischen Konstante des Materials \bar{p} .

$$\Delta Q_p = A_p \bar{p} \Delta T. \quad \text{Gl.(7.3)}$$

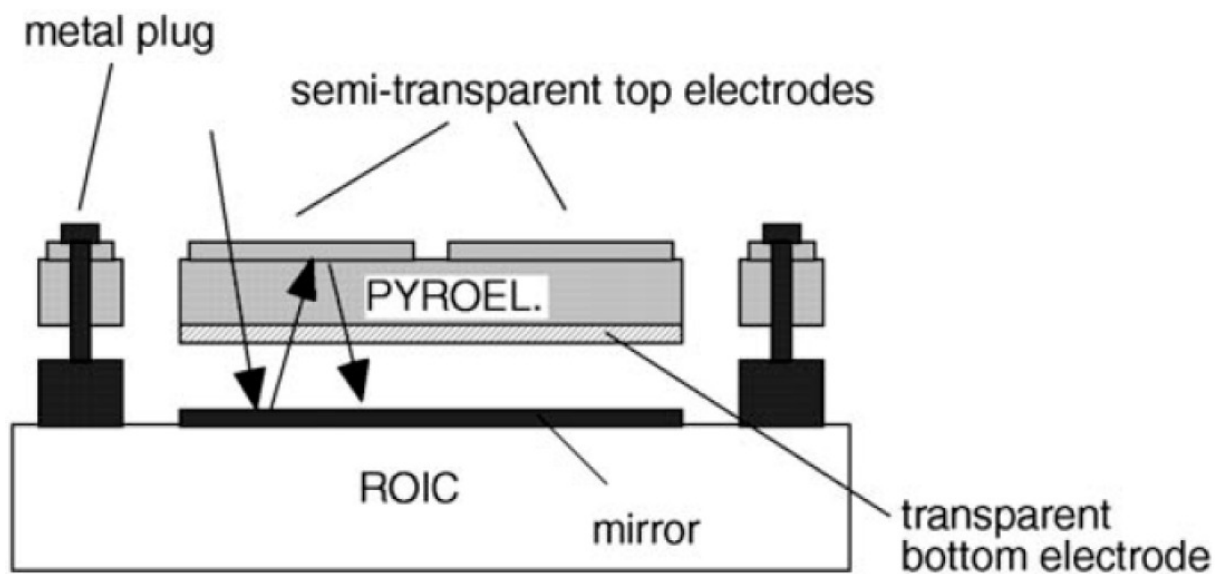


Abbildung 7.3 - Aufbau eines pyroelektrischen Sensors [27]

In Abbildung 7.3 ist ein pyroelektrischer Sensor, der hier als Kondensatoranordnung verwirklicht wurde, abgebildet.

Die obere Elektrode ist halbtransparent, um die einfallende Infrarotstrahlung in das unterhalb liegende pyroelektrische Material durch zu lassen. Zusätzlich befindet sich unter dem Sensor ein Reflektor, der mit der oberen Elektrode einen Fabry-Perot-Resonator bildet.

Zusammen mit der unteren transparenten Elektrode bildet die obere Elektrode einen Kondensator, mit dem die Ladungsänderung ΔQ_p detektiert werden kann. Auch hier ist das ganze Element thermisch vom Substrat isoliert.

Veröffentlichungen [27] von pyroelektrischen Sensoren zeigen, dass eine NETD von 200mK mit einer Pixelfläche von $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ erreicht werden kann.

7.2.3 Das Widerstandsmikrobolometer

Das Widerstandsbolometer besitzt eine Membran, die auf zwei Metallstützen über dem Substrat aufgehängt wird.

Die Membran besteht meistens aus amorphen Materialien, wie z.B. amorphem Silizium oder Vanadiumoxid. Der Widerstand dieser Materialien besitzt einen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes (TCR), der bei 2-3 %/K liegt [28].

Zur Steigerung der Absorption von IR-Strahlung befindet sich unterhalb des Widerstandsmikrobolometers ein Reflektor auf der Oberfläche des Substrats

Abb. 7.4 zeigt ein Sensorelement mit einer a-Si Membran.

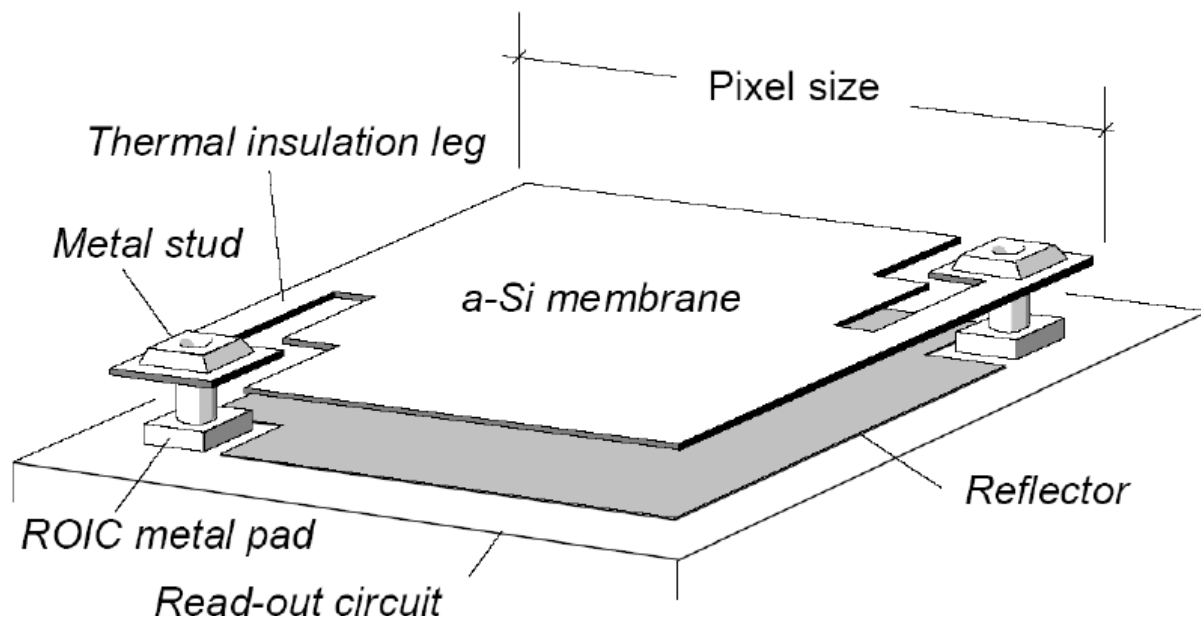


Abbildung 7.4 - Aufbau eines Widerstandsmikrobolometers [29]

Ein wesentlicher Nachteil der zumeist verwendeten Materialien ist das hohe Maß an 1/f-Rauschen, welches zur Verschlechterung der NETD beiträgt.

Aktuelle Widerstandsmikrobolometer weisen eine NETD von 30mK bei einer Pixelfläche von $25\text{ }\mu\text{m} \times 25\text{ }\mu\text{m}$ auf und zählen somit zu den besten ungekühlten IR-Detektoren [30].

7.2.4 Das Diodenbolometer

Das Diodenbolometer (später Bolometer genannt) unterscheidet sich grundlegend von einem Widerstandsmikrobolometer. Das Material ist in diesem Fall monokristallin, was gänzlich andere Rauscheigenschaften nach sich zieht.

Allerdings ist es aufgrund der Temperaturbegrenzung einer CMOS-Schaltung in der Regel nicht möglich, ein einkristallines Material auf eine CMOS-Schaltung zu integrieren. Ein Diffusionsschritt, der üblicherweise nach der Implantation des Materials erfolgt, um die Ladungsträger zu aktivieren, ist auf einer fertigen CMOS-Schaltung ausgeschlossen.

Aus diesem Grund werden bislang Diodenbolometer meist durch eine Unterätzung des Substrates eines SOI-Wafers (silicon on insulator) gefertigt, um eine thermische Isolierung des Bolometers zu erreichen. Hierbei wird die Bolometermembran von einem Siliziumdioxid (SiO_2) umgeben, um sie vor einer Unterätzung zu schützen.

Der Verzicht auf eine sich unter dem Bolometerelement befindliche CMOS-Schaltung verringert den Fill-Factor. Der Fill-Factor gibt Auskunft darüber, wie viel der Fläche eines Pixels zur Absorption der einfallenden IR-Strahlung genutzt wird. Zudem wird aufgrund des großen Abstandes des Sensorelementes zur Ausleseschaltung das Rauschen des Gesamtpixels erhöht.

Ein weiterer Nachteil der bislang gefertigten Diodenbolometer ist der Zwang zum Verzicht auf einen Reflektors unterhalb des Bolometerelementes. Die Gruppe um M. Ueno fand einen technologisch sehr aufwendigen Weg, einen Absorber oberhalb des Sensors zu unterbringen, der mit der sich auf dem Bolometerelement befindlichen Reflektorschicht einen Fabry-Perot-Resonator bildet. Mit solch einem Aufbau wurde ein NETD von 40mK bei einer Pixelfläche von $25\mu\text{m} \times 25\mu\text{m}$ erzielt. Abb. 7.5 zeigt einen solchen Aufbau.

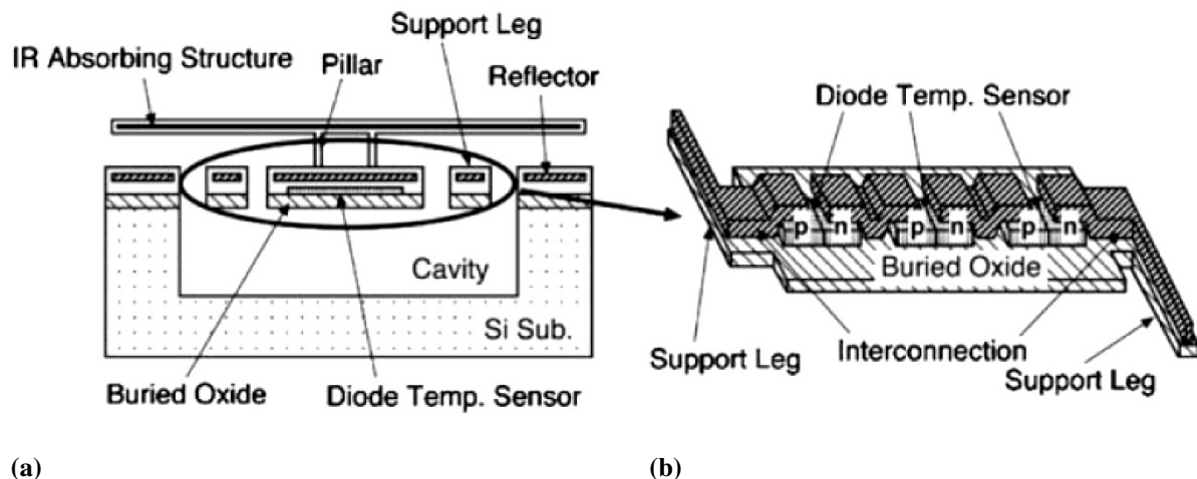


Abbildung 7.5 – (a) Aufbau und (b) elektrische Kontaktierung eines Diodenbolometers von Mitsubishi [31]

In Abb. 7.5 a ist die über dem unterätzten Substrat schwebende Bolometermembran zu erkennen. Die IR-absorbierende Struktur ist über dem Sensorelement angebracht.

Abb. 7.5 b gestattet einen Einblick in den elektrischen und mechanischen Aufbau des Bolometers. Dieses besteht aus mehreren in Reihe geschalteten Dioden, um den Temperaturkoeffizienten zu steigern. Es wurde davon ausgegangen, dass die Temperaturabhängigkeit einer einzelnen Diode, die mit einer konstanten Stromquelle betrieben wird, ca. 2mV/K beträgt. Wird die Diode bei einer Spannung von 0.7V betrieben, so kann ein TCR von ca. 0.3 %/K angenommen werden. Durch die Verschaltung von mehreren Dioden in Reihe vervielfacht sich diese Temperaturabhängigkeit [31].

Da eine Ausleseelektronik für jedes Pixel nur neben dem Bolometer integriert werden kann, ist der Füllfaktor limitiert.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird das Temperaturverhalten eines Diodenbolometers, das mit einer konstanten Spannungsquelle betrieben wird, betrachtet.

Das Bolometerelement aus Abb. 7.5 b besitzt zwei unterstützende Bolometerstege die sich sowohl an der linken als auch an der rechten Seite der Bolometermembran befinden.

Diese geben der Membran eine gewisse Stabilität, doch die wichtigste Funktion dieser Stege ist die zusätzliche thermische Isolation des Sensors.

Je nach geometrischer Anordnung dieser Bolometerstege kann der thermische Leitwert g_{th} und somit der Grad der thermischen Isolation des Bolometers zum Substrat eingestellt werden.

Einen wichtigen Parameter eines Diodenbolometers stellt die thermische Zeitkonstante τ_{th} dar.

Diese ist ein Maß dafür, in welcher Zeit ein Bolometer seine Wärme an das Substrat abgibt und wird aus dem Quotienten der thermischen Kapazität c_{th} und dem thermischen Leitwert g_{th} des Sensors gebildet.

$$\tau_{th} = \frac{c_{th}}{g_{th}} \quad \text{Gl.(7.4)}$$

7.3 Absorption von Infrarot-Strahlung

In diesem Unterkapitel werden Ergebnisse einer FTIR-Messung an bolometerähnlichen Strukturen vorgestellt. Diese Ergebnisse sollen dann mit einer früheren Arbeit von Liddiard [32] verglichen werden, wobei im Vordergrund die Absorption der Infrarotstrahlung steht.

Ferner soll deutlich gemacht werden, dass die hier gefertigte Struktur in der Lage ist, einen Großteil der Infrarotstrahlung in einem Wellenlängenbereich von 8µm-14µm zu absorbieren.

7.3.1 Aufbau der Teststrukturen und theoretische Überlegung zur IR-Absorption

Die hier gefertigten Strukturen besitzen alle eine mit einem PECVD-Verfahren (plasma enhanced chemical vapour deposition) auf einem Siliziumwafer abgeschiedene, 800nm dicke SiO₂-Schicht (undoped silicate glass (USG)). Des Weiteren wurde eine 150nm dicke Aluminiumschicht abgeschieden, die hier als Reflektor für die einfallende IR-Strahlung dienen soll. Anschließend folgt die Abscheidung einer 1,48µm bzw. 1,65µm dicken USG-Schicht.

Auf die Probe mit der 1,48µm dicken USG-Schicht wurde eine 7nm dicke Schicht Titan-Nitrid (TiN) abgeschieden, der eine 20nm dicke USG-Schutzschicht folgt.

Teststrukturen, die eine 1,65µm dicke USG-Schicht besitzen, wurden mit einer 4nm und 7nm dicken TiN-Schicht abgeschieden. Bei einer der Proben wurde kein TiN abgeschieden, da diese als Referenz für die nachfolgende FTIR-Messung dienen soll.

Abschließend wird wiederum eine 20nm dicke USG-Schutzschicht abgeschieden, die das TiN vor Korrosion schützen soll.

Tab. 3 fasst noch einmal die Schichtabfolge der einzelnen Teststrukturen zusammen und Abb. 7.6 zeigt den Schichtaufbau der Probe.

Tabelle 3 – Schichtaufbau der Teststrukturen

Schicht in nm (von unten nach oben)	Probe 1	Probe 2	Probe 3	Probe 4
USG	800	800	800	800
AlCu	150	150	150	150
USG	1650	1650	1650	1480
TiN	0	4	7	7
USG	20	20	20	20

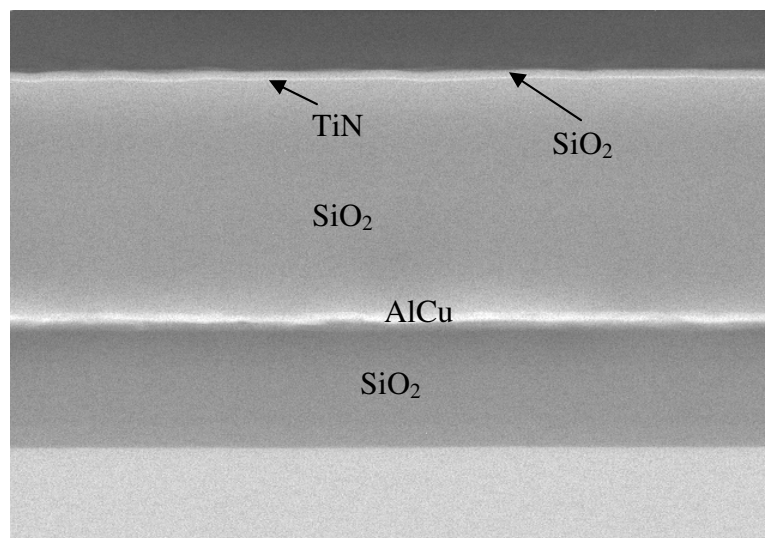


Abbildung 7.6 – REM-Aufnahme einer Teststruktur

Die hier als Absorberschicht verwendete TiN-Schicht, besitzt bei einer Dicke von 7nm einen Wellenwiderstand, der an den der Luft angepasst ist ($377\Omega/\text{sq}$). Dadurch wird sichergestellt, dass von der Absorberschicht möglichst wenig Strahlung reflektiert und etwa 50% absorbiert wird.

Der Rest der IR-Strahlung trifft anschließend auf den Reflektor, der die Strahlung bis zu 90% zurückreflektiert. Da die thermische Abstrahlung eines Körpers mit einer Temperatur von 300K in einem Wellenlängenbereich von $\lambda = 10\mu\text{m}$ ihr Maximum aufweist, ist es erforderlich, einen Abstand zwischen dem Absorber und dem Reflektor von $\lambda/4$ zu generieren, damit der Rest der reflektierten IR-Strahlung in ihrem Maximum, das sich bei $\lambda/4$ befindet, vom Absorber absorbiert wird.

Liddiard beschrieb die Absorption $\alpha(\lambda, R, n_{\text{OX}}, d)$ als Funktion der Wellenlänge λ , des Brechungsindex n der dielektrischen Schicht (in unserem Fall handelt es sich um die USG-Schicht, die sich zwischen dem Absorber und dem Reflektor befindet mit $n_{\text{OX}}=1,46$), dem Abstand d zwischen dem Absorber und Reflektor und dem Widerstand R des Absorbers, wie folgt:

$$\alpha(\lambda) = \frac{4f_s}{(1+f_s)^2 + n_{\text{OX}}^2 \cot^2 \theta}, \quad \text{Gl.(7.5)}$$

mit

$$f_s = 120\pi / R$$

$$\theta = 2\pi nd / \lambda$$

Mit diesem Zusammenhang ist die Berechnung des Absorption $\alpha(\lambda, R)$ unter der Annahme, dass eine Absorption der IR-Strahlung durch das USG vernachlässigt werden kann, möglich. Da das Maximum der absorbierten Wellenlänge bei $10\mu\text{m}$ liegen soll und $n_{\text{OX}}=1,46$ gilt, wurde bei der Berechnung der idealen optischen Weglänge eine Dicke des USGs zu $d=1,71\mu\text{m}$ gewählt. Diese Dicke wurde auch bei der nachfolgenden Abb. 7.7 verwendet.

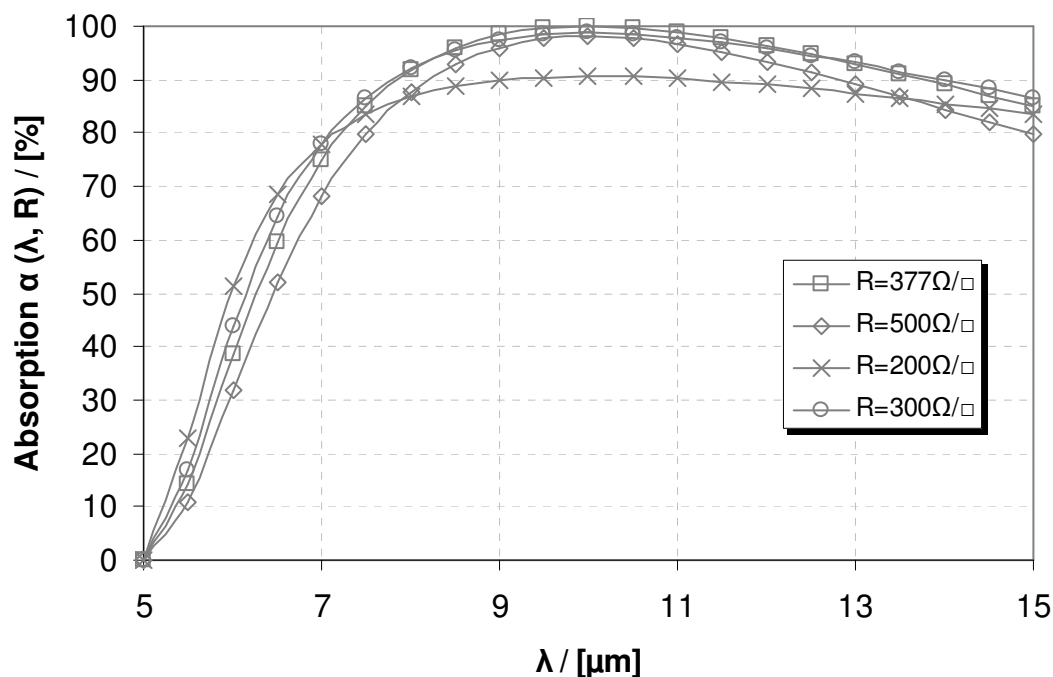


Abbildung 7.7 - Absorption α als Funktion vom Schichtwiderstand R des Absorbers und der Wellenlänge λ .

Es ist aus Abb. 7.7 ersichtlich, dass der oben beschriebene Zusammenhang tatsächlich gilt. Bei einem Widerstand $R=377\Omega/\text{sq}$ des Absorbers kann die optimale Absorption der IR-Strahlung erzielt werden.

Ferner soll der Einfluss des Widerstandes R und des Oxiddicke d auf die hier hergestellten Proben bei einer Wellenlänge von $10\mu\text{m}$ betrachtet werden (Abb. 7.8)

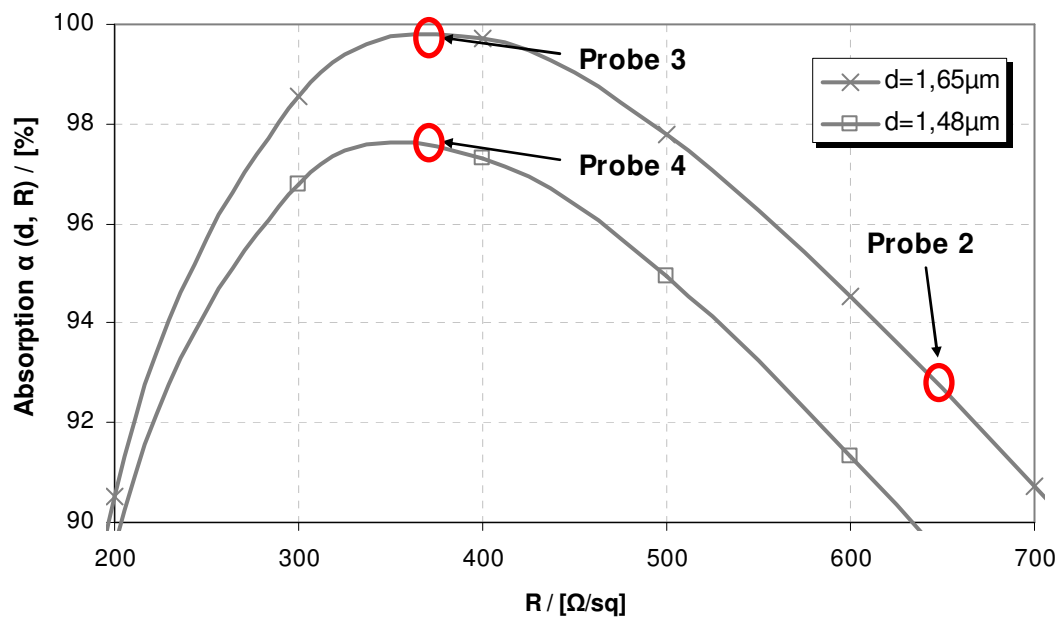


Abbildung 7.8 - Absorption α als Funktion des Schichtwiderstand R und der Oxiddicke d

Es zeigt sich (Abb. 7.8), dass eine Änderung der Oxiddicke d keinen so großen Einfluss auf die Absorption hat (der Verlust an Absorption zwischen Probe 3 und 4 beträgt etwa 2%), wie die Änderung des Widerstandes R des Absorbers (der Verlust an Absorption zwischen Probe 2 und 3 beträgt etwa 8%).

7.3.2 Messverfahren FTIR

Wie anfangs erwähnt wurde eine FTIR-Messung an den Proben durchgeführt. Ein FTIR-Messplatz (Abb. 7.9) besteht aus einer IR-Lichtquelle, dessen Strahlung mit Parabolspiegel auf einen Interferometer gelenkt wird. Im Interferometer trifft die Strahlung auf einen Strahlteiler, wo das Licht zur Hälfte reflektiert und zur Hälfte transmittiert wird. Beide Teilstrahlen treffen auf einen Spiegel und werden zurück zum Strahlteiler reflektiert. Der transmittierte Teil des Lichtes wird von einem festen, der Teilstrahl der reflektiert wurde, von einem beweglichen Spiegel reflektiert.

Am Strahlteiler interferieren beide Teilstrahlen und gehen weiter zur Probe und schließlich zum Detektor.

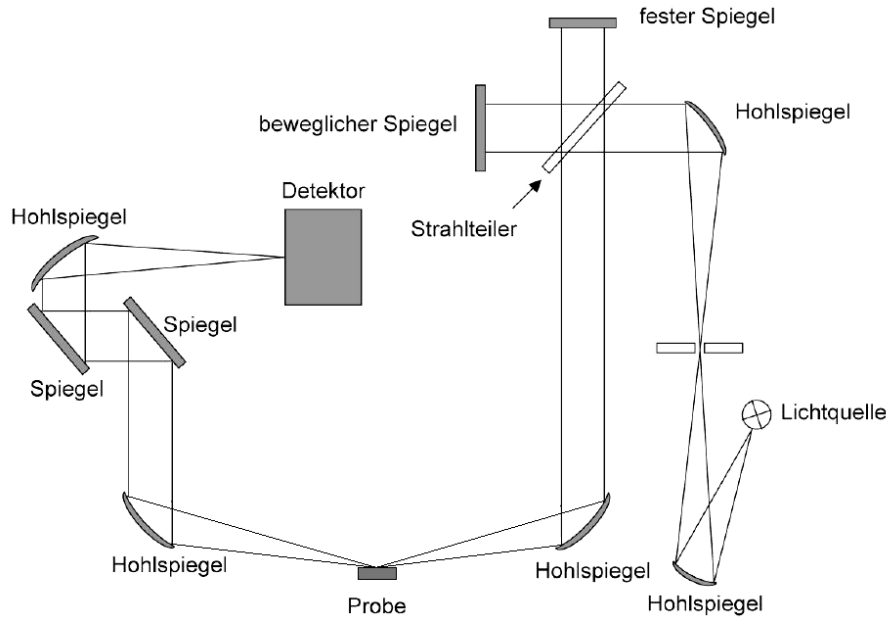


Abbildung 7.9 – Aufbau eines FTIR-Messplatzes [33]

Wird zunächst ein monochromatisches Licht mit der Wellenlänge λ angenommen und der Abstand der beiden Reflektoren zum Strahlteiler als gleich bzw. die Differenz der beiden Abstände als $n\lambda/2$ angenommen, so gibt es konstruktive Interferenz. Ist dagegen die Differenz der Abstände $(n + 1/2) \times \lambda/2$ so gibt es destruktive Interferenz.

Für die Intensität des interferierten Strahls gilt [33]:

$$I(\delta) = \frac{1}{2} I(\nu) (1 + \cos(2\pi\nu\delta)) \quad \text{Gl. (7.6)}$$

Hierbei ist ν die Wellenzahl des Strahles und δ der Wegunterschied der beiden Teilstrahlen.

Werden alle Wellenlängen der Bandbreite B betrachtet, so gilt durch Integration über alle beinhalteten Frequenzen und der Berücksichtigung eines Korrekturfaktors $F(\nu)$ folgender Ausdruck für den informationstragenden Cosinus-Teil der Intensität $I_c(\delta)$ [33]:

$$I_c(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\nu) \cos(2\pi\nu\delta) d\nu \quad \text{Gl. (7.7)}$$

mit

$$G(\nu) = \frac{1}{2} I(\nu) F(\nu)$$

Aus der Cosinus-Fourier-Transformierten und der Beachtung, dass es sich um eine gerade Funktion handelt, ergibt sich für das Spektrum $S(\nu)$:

$$S(\nu) = 2 \int_0^{+\infty} I_C(\delta) \cos(2\pi\nu\delta) d\delta \quad \text{Gl. (7.8)}$$

Mit Gl. 7.8 kann das Einstrahlspektrum bestimmt werden, das die Energieverteilung der Lichtquelle, die Transmissionsfunktion des Spektrometers und die Empfindlichkeit des Detektors beinhaltet.

Das Extinktionsspektrum einer Probe berechnet sich durch die Aufnahme des Einstrahlspektrums der Probe und des Einstrahlspektrums einer Referenz.

7.3.3 Messung und Vergleich der Daten

Mit der Referenzmessung an der Teststruktur Probe1 konnte der Einfluss sowohl der Absorption der USG-Schicht, als auch sämtlicher Absorptionsbanden auf die Messung minimiert, jedoch nicht ganz unterdrückt werden. Gemessen wurde die Reflexion der IR-Strahlung der Wellenlängen von 5µm-15µm. Da die Transmission durch die Probe aufgrund des Reflektors vernachlässigbar ist, kann folgende Annahme getroffen werden:

$$\text{Absorption} = 1 - \text{Reflexion} \quad \text{Gl. (7.9)}$$

Da die Messung unter Vakuumbedingungen durchgeführt wurde, kann die Absorption, wie nach Abb. 6.2 durch das sich in der Luft befindliche H₂O, in dem Wellenlängenbereich von 5µm-8µm vernachlässigt werden.

Somit ist das Transmissionsfenster nahezu durchgängig und die Absorption der Proben konnte in Abhängigkeit der Wellenlänge λ gemessen werden (Abb. 7.10).

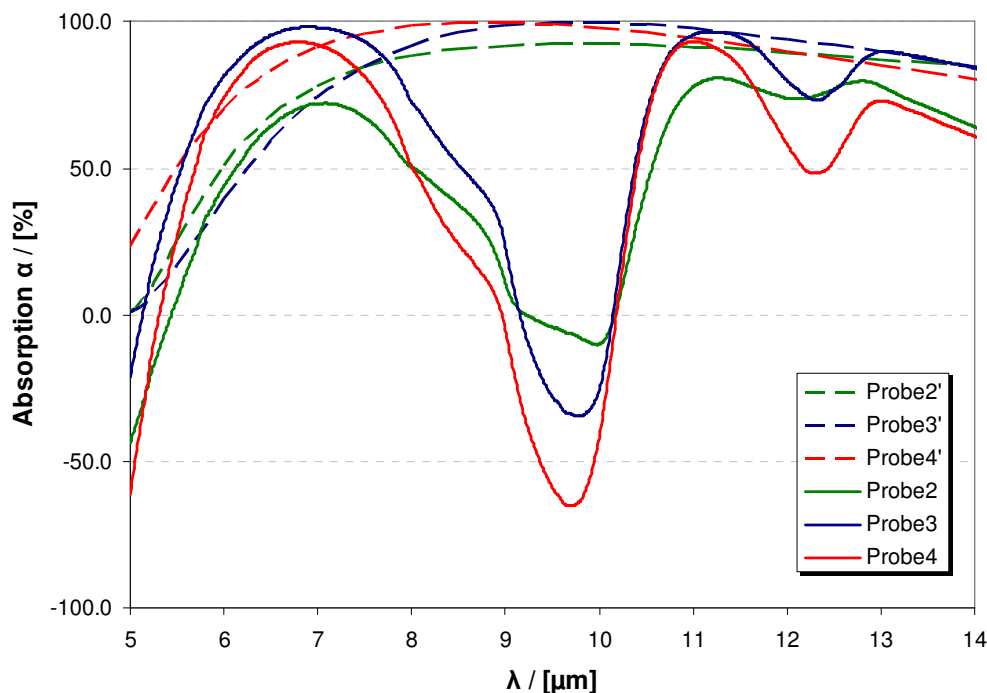


Abbildung 7.10 - Absorption der gemessenen Proben als Funktion der Wellenlänge

Abb. 7.10 zeigt das gemessene und das nach Liddiard theoretisch berechnete Absorptionsspektrum für die oben aufgeführten Proben, wobei die gestrichelten Linien den Absorptionverlauf nach Liddiard darstellen. Es zeigt sich auf dem ersten Blick, dass das gemessene Spektrum gerade bei einer Wellenlänge von 8-11 μm deutlich von dem erwarteten Wert abweicht, sogar einen negativen Wert annimmt. Des Weiteren ist ein lokales Minimum an Absorption bei einer Wellenlänge von 12,5 μm zu erkennen. Um diesen Verhalten erklären zu können, wurden Messungen der Reflektion durchgeführt, bei denen ein idealer Reflektor gegenüber den Proben als Referenz verwendet worden ist (Abb. 7.11).

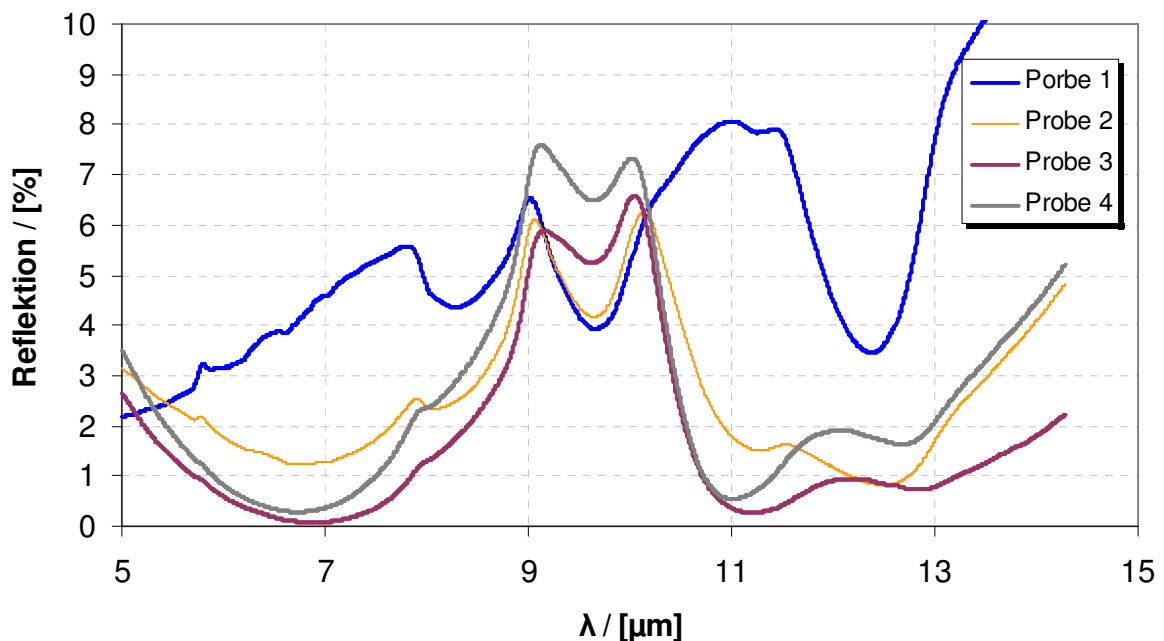


Abbildung 7.11 - Reflektion der gemessenen Proben als Funktion der Wellenlänge

Das Reflektionsspektrum der Probe 1 zeigt bei Wellenlängen von 8 μm , 10 μm und 12 μm ein Reflektionsminimum, das durch die Absorption der Infrarotstrahlung des 1,48 μm dicken SiO_2 hervorgerufen wird [34]. Wird das Reflektionsspektrum der anderen Proben betrachtet, so ist deren Reflektion bei einer Wellenlänge von 10 μm höher, als die der Probe 1. Eine mögliche Erklärung für die geringere Reflektion von Probe 1 gegenüber den anderen Proben könnte in der sehr guten Absorptionscharakteristik des SiO_2 in der Wellenlänge von 10 μm und des geringeren Brechungsindexes des SiO_2 (n_{SiO_2}) gegenüber dem des TiN (n_{TiN}) sein. Wird nun Probe 1 als Referenz verwendet und Gl. 7.9 angewendet, so führt dies zu einem negativen Wert in dem Absorptionsspektrum. Betrachtet man nochmals das Absorptionsspektrum aus Abb. 7.10 und vernachlässigt die Absorption hervorgerufen durch das Siliziumdioxid, so ist ein ähnlicher Verlauf des theoretisch berechneten und des gemessenen Spektrums durchaus denkbar. Lediglich Probe 3 besitzt einen geringeren Absorptionswert bei geringeren Wellenlängen als theoretisch angekommen. Eine Erklärung hierfür konnte nicht gefunden werden.

7.4 Die Strahlenphysik des Bolometers

In diesem Kapitel wird auf die Grundlagen der Strahlenphysik des Bolometers eingegangen.

Mit diesen Grundlagen soll anschließend eine Ausleseschaltung für das Diodenbolometer vorgestellt werden. Unter der Annahme einer idealen Schaltung und eines idealen Bolometerelementes (es werden nur Rauschkomponenten der Diode betrachtet), wird letztendlich eine Möglichkeit zur Berechnung der Auflösung des Bolometers eingeführt.

Folgend wird ein schwarzer Strahler betrachtet, dessen Temperaturstrahlung von einer Linse eingesammelt und auf ein sich dicht hinter dem Fokus, im Vakuumgehäuse platziertes Bolometerelement gerichtet wird. Das Bolometerelement empfängt die Strahlung aus einem Raumwinkel Ω , der von dem Winkel θ abhängig ist. Es gilt nach [35]

$$\Omega = \int_{\theta=0}^{\theta} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi(1 - \cos \theta) \quad \text{Gl.(7.10)}$$

Der soeben beschriebene Zusammenhang ist in Abb. 7.12 dargestellt

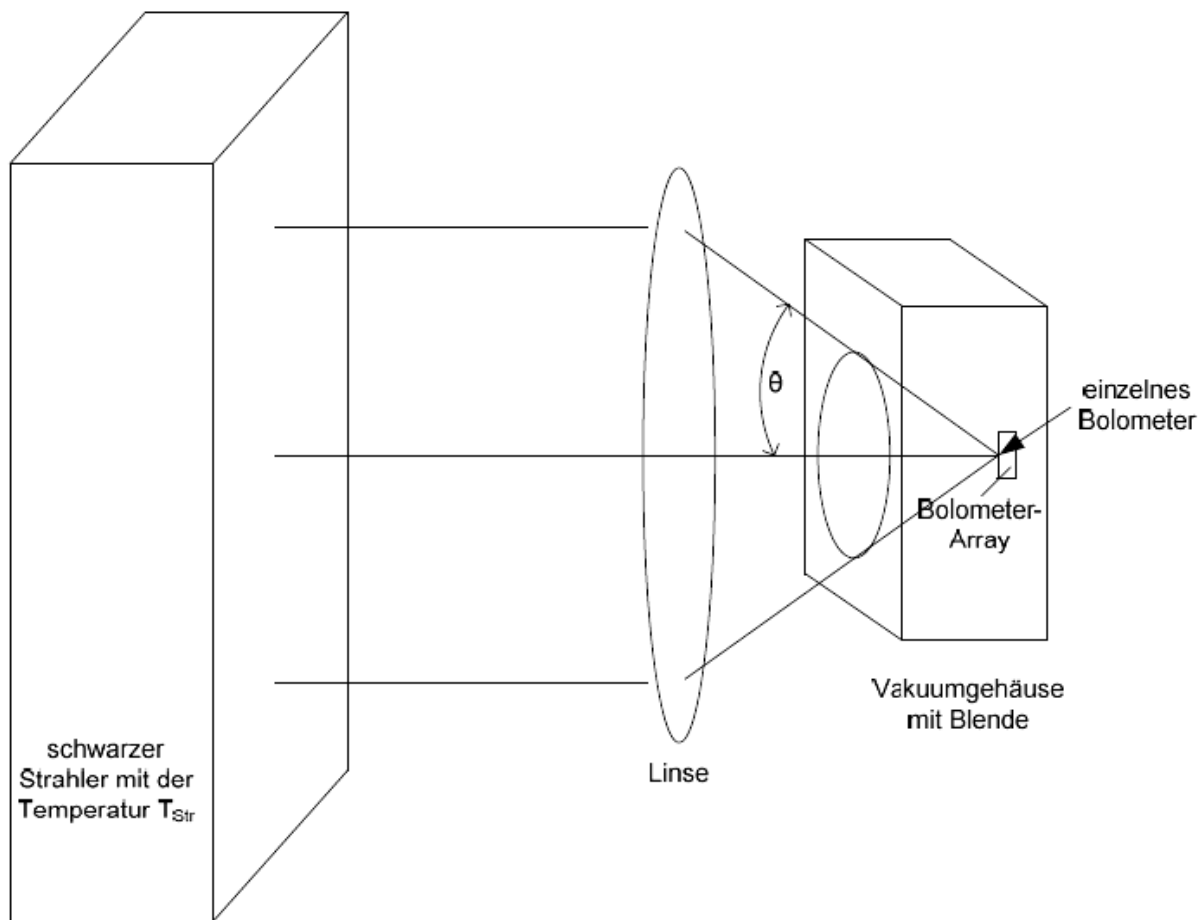


Abbildung 7.12 - Strahlengang vom Strahler zum Bolometer [36]

Das Bolometerelement mit einer Fläche A_{Bolo} empfängt die ausgestrahlte Leistung des schwarzen Strahlers, die anhand von Gl. 7.11 ausgedrückt werden kann.

$$P_{Str} = \pi L_{Str} A_{Bolo} \left(\frac{\Omega}{\pi} - \left(\frac{\Omega}{2\pi} \right)^2 \right) = \pi L_{Str} A_{Bolo} \sin^2 \theta . \quad \text{Gl.(7.11)}$$

Hierbei symbolisiert A_{Bolo} die Bolometerfläche und L_{Str} die Strahldichte, die nach dem Plankschen Gesetz berechnet werden kann [23].

$$L_{Str} = 2hc^2 \varepsilon_{Str} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{kT_{Str}\lambda}} - 1 \right)} . \quad \text{Gl.(7.12)}$$

In Gl. 7.12 stellen λ_{min} und λ_{max} den Wellenlängenbereich dar, der für die Linse durchlässig ist. ε_{str} ist der Emissionskoeffizient des Strahlers.

Die Blendenzahl kann ausgedrückt werden durch

$$F_{no} = \frac{1}{2 \sin \theta} . \quad \text{Gl.(7.13)}$$

Mit Gl. 7.11 ergibt sich für die Strahlerleistung

$$P_{Str} = \frac{\pi L_{Str} A_{Bolo}}{4 F_{no}^2} . \quad \text{Gl.(7.14)}$$

A_{Bolo} stellt die Fläche des Bolometers dar.

Die Leistung Q_{ab} , die das Bolometer absorbiert, kann ausgedrückt werden durch

$$Q_{ab} = \varepsilon_{Bolo} P_{Str} = \frac{\pi L_{Str} A_{Bolo} \varepsilon_{Bolo}}{4 F_{no}^2} . \quad \text{Gl.(7.15)}$$

Hierbei ist ε_{Bolo} der Emissionskoeffizient des Bolometers, der aus den Absorptionseigenschaften (siehe Kapitel 7.3) des Bolometerelementes bestimmt werden kann.

Mit diesen Erkenntnissen ist es möglich die Temperaturänderung des Bolometers ∂T , die durch die Temperaturänderung des schwarzen Strahlers ∂T_{Str} verursacht wird, zu berechnen.

$$\frac{\partial T}{\partial T_{Str}} = \frac{\partial T}{\partial Q_{ab}} \frac{\partial Q_{ab}}{\partial T_{Str}} = \frac{1}{g_{th}} \frac{A_{Bolo} \epsilon_{Bolo} \pi}{4F_{no}^2} \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}} . \quad \text{Gl.(7.16)}$$

Hierbei ist $g_{th} = \partial T / \partial Q_{ab}$ der thermische Leitwert, der durch die Geometrie und den Schichtaufbau der Bolometerstege definiert wird.

Gl. 7.16 gibt einen ersten Einblick in das Verhalten des Bolometers in Gegenwart einer Strahlungsquelle.

Einen weiteren wichtigen Parameter, der die Auflösung des Bolometers beeinflusst, stellt das Rauschen des Diodenbolometers dar.

In Kapitel 5 wurden die Grundlagen für unterschiedliche Rauschphänomene einer Siliziumdiode vorgestellt. Folgend soll der Zusammenhang zwischen der Auflösung des Bolometers, die in Form der NETD ausgedrückt werden kann und dem Rauschen des Bolometers erläutert werden. Die NETD (Noise Equivalent Temperature Difference) gibt die Strahlertemperaturänderung an, die ein Signal im Bolometer verursacht, das dem gesamten Rauschen entspricht.

$$NETD = \frac{4F_{no}^2}{\pi A_{Bolo} \epsilon_{Bolo} \left(\frac{dL_{Str}}{dT_{Str}} \right)_{\lambda_1 - \lambda_2}} NEP , \quad \text{Gl.(7.17)}$$

dL_{Str} / dT_{Str} spiegelt den Temperaturkontrast in einem Wellenlängenbereich von $8\mu\text{m}$ - $14\mu\text{m}$ wieder.

Die NEP (Noise Equivalent Power) aus Gl. 7.17 ist definiert als die Änderung der absorbierten Energie, die ein Signal produziert, welches dem gesamten Rauschen entspricht.

$$NEP = \frac{\sqrt{u_n^2}}{R_U} = \frac{\sqrt{i_n^2}}{R_I} . \quad \text{Gl.(7.18)}$$

Hierbei ist \bar{u}_n^2 das Quadrat der Rauschspannung und \bar{i}_n^2 das Quadrat des Rauschstromes. R_U und R_I stellen die Spannungsresponsivität und die Stromresponsivität dar.

Diese können wie folgt definiert werden:

$$R_U = \frac{dU_{Bias}}{dQ_{ab}} \quad \text{Gl.(7.19)}$$

und

$$R_I = \frac{dI_{Bias}}{dQ_{ab}} . \quad \text{Gl.(7.20)}$$

In Gl. 7.21 wird der Ausdruck für die Stromresponsivität R_I für das Diodenbolometer hergeleitet.

$$R_I = \frac{dI_D}{dQ_{ab}} = \frac{dI_D}{dT} \frac{dT}{dQ_{ab}} = \alpha_{Diode} I_D \frac{dT}{dQ_{ab}} = \alpha_{Diode} I_D \frac{1}{g_{th}}, \quad \text{Gl.(7.21)}$$

mit

$$\frac{dI_D}{dT} = \alpha_{Diode} I_D. \quad \text{Gl.(7.22)}$$

Der Temperaturkoeffizient α_{Diode} kann anhand des modellierten Stromes der Diode I_D in Abhängigkeit von der Temperatur und der angelegten Spannung aus Kapitel 4, Gl. 4.76 berechnet werden.

7.5 Ausleseschaltung des Bolometers

An dieser Stelle wird eine Ausleseschaltungsvariante, die für das Diodenbolometer verwendet werden kann, vorgestellt. Angenommen wird ein idealer Integrator, der die Stromänderung des Bolometers aufgrund der Erwärmung des Sensors detektiert.

Der Integrator besteht aus einem rückgekoppelten, idealen Operationsverstärker, dessen Rückkoppelung eine Kapazität C_{int} darstellt. Hierbei generiert die Stromänderung eine Ladungsänderung an der Integrationskapazität C_{int} , die wiederum zu einer Spannungsänderung am Ausgang des Integrators führt.

Da die Stromänderung, die durch die Absorption von IR-Strahlung verursacht wird, sehr gering im Vergleich zu dem für das Betreiben des Bolometers notwendigen Strom ist, muss eine Offsetkompensation eingeführt werden. Der Sinn der Offsetkompensation liegt in der Verringerung des an den Eingang des Integrators anliegenden Stromes. Dadurch kann die Ladungsänderung der Kapazität C_{int} , die durch den am Eingang des Integrators anliegenden Strom verursacht wird, an den Bolometerstrom angepasst werden. Somit ist eine Anpassung der Kapazität C_{int} an den durch die Offsetkompensation nun geringeren Strom möglich (Dynamikreduzierung). Der Aufbau der Schaltung ist aus Abb. 7.12 zu entnehmen.

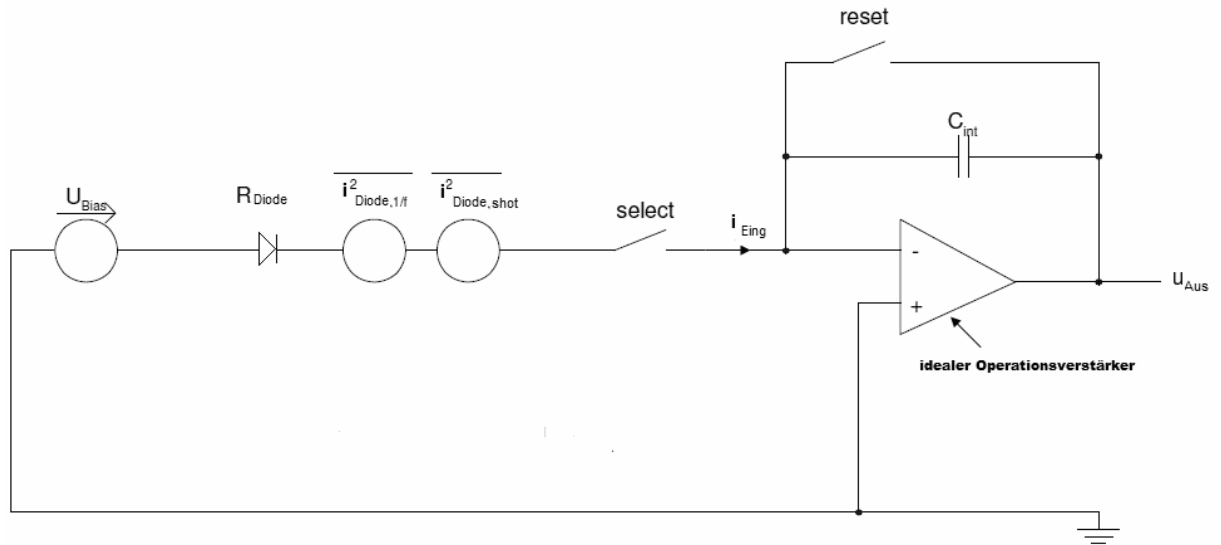


Abbildung 7.13 - Einfache Integratorschaltung zur Auslese des Bolometersignals [36]

Die Übertragungsfunktion $|H(f)|$ vom Eingang zum Ausgang des Integrators kann laut [36] ausgedrückt werden zu

$$|H(f)| = \left| \frac{t_{Pixel}}{C_{int}} \text{si}(\pi f t_{Pixel}) \right| = \frac{u_{aus}}{i_{ein}}. \quad \text{Gl.(7.22)}$$

Hierbei stellt t_{Pixel} die Auslesezeit eines einzelnen Bolometerelementes dar. Die Rauschleistungsdichte der Diode setzt sich aus den Komponenten des 1/f- und des Schrotrauschens zusammen.

$$S_{i,Diode} = S_{i,1/f} + S_{i,shot} = 2qI_D + K_f \frac{I_D^{\alpha_{1/f}}}{f}. \quad \text{Gl.(7.23)}$$

Wird nun das Rauschen am Ausgang des Integrators betrachtet, so muss das Übertragungsverhalten des Integrators miteinbezogen werden und es gilt für die einzelnen Komponenten des Diodenrauschstromes unter idealen Bedingungen [36]

$$\begin{aligned} \overline{u_{Aus,shot}^2} &= \int_0^\infty S_{i,shot} |H(f)|^2 df \\ &= \int_0^\infty 2qI_D \left| \frac{t_{Pixel}}{C_{int}} \text{si}(\pi f t_{Pixel}) \right|^2 df = 2qI_D \left(\frac{t_{Pixel}}{C_{int}} \right)^2 \frac{1}{2t_{Pixel}} \approx qI_D \frac{t_{Pixel}}{C_{int}^2} \end{aligned} \quad \text{Gl.(7.24)}$$

und

$$\begin{aligned}
\overline{u_{Aus,1/f}^2} &= \int_1^{\infty} S_{i,1/f} |H(f)|^2 df \\
&= \int_1^{\infty} K_f \frac{I_D^{\alpha_{1/f}}}{f} \left| \frac{t_{Pixel}}{C_{int}} \text{si}(\pi f t_{Pixel}) \right|^2 df = K_f I_D^{\alpha_{1/f}} \left(\frac{t_{Pixel}}{C_{int}} \right)^2 \cdot \ln \left(\frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right).
\end{aligned}$$

Gl.(7.25)

Hierbei stellt $t_{Shutter}$ die Zeit bis zu einem neuen Dunkelabgleich (Offset) durch einen Shutter dar.

Um den äquivalenten Eingangsrauschstrom $\sqrt{i_{Eing}^2}$ zu erhalten, muss das Ausgangsrauschen auf den Eingang des Integrators bezogen werden. Hierbei werden beide Rauschkomponenten aus Gl. 7.24 und Gl. 7.25 addiert und durch das Quadrat der DC-Übertragungsfunktion des Integrators dividiert.

$$\begin{aligned}
\sqrt{i_{Eing}^2} &\approx \sqrt{\left(\overline{u_{Aus,shot}^2} + \overline{u_{Aus,1/f}^2} \right) \cdot \left(\frac{C_{int}}{t_{Pixel}} \right)^2} \\
&\approx \sqrt{q I_D \frac{t_{Pixel}}{C_{int}^2} + K_f I_D^{\alpha_{1/f}} \left(\frac{t_{Pixel}}{C_{int}} \right)^2 \ln \left(\frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right) \cdot \left(\frac{C_{int}}{t_{Pixel}} \right)} \\
&\approx \sqrt{\frac{q I_D}{t_{Pixel}} + K_f I_D^{\alpha_{1/f}} \ln \left(\frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right)}
\end{aligned}$$

Gl.(7.26)

Die NEP kann mit Gl. 7.20 und Gl. 7.26 ausgedrückt werden zu

$$NEP = \frac{\sqrt{i_{Eing}^2}}{R_I} = \frac{\sqrt{\frac{q I_D}{t_{Pixel}} + K_f I_D^{\alpha_{1/f}} \ln \left(\frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right)}}{\alpha_{Diode} I_D \frac{1}{g_{th}}}.$$

Gl.(7.27)

Wird Gl. 7.27 in Gl. 7.16 eingesetzt, so ergibt sich folgender Ausdruck für die NETD

$$NETD = \frac{4F_{no}^2}{\pi A_{Bolo} \epsilon_{Bolo} \left(\frac{dL_{Str}}{dT_{Str}} \right)_{\lambda_1-\lambda_2}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{qI_D}{t_{Pixel}} + K_f I_D^{\alpha_{1/f}} \ln \left(\frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right)}}{\alpha_{Diode} I_D \frac{1}{g_{th}}} . \quad \text{Gl.(7.28)}$$

Mit Gl. 7.28 wurde ein Mittel zur Bestimmung der NETD des Diodenbolometers gefunden, das den Einfluss der thermischen und elektrischen Eigenschaften des Bolometers mit einbezieht. Des Weiteren bietet diese Schaltungsvariante die Möglichkeit zur Reduzierung der einzelnen Rauschanteile. So kann die NETD, die durch den weißen Rauschanteil verursacht wird, mit der Vergrößerung von t_{Pixel} deutlich reduziert werden. Der Einfluss von t_{Pixel} auf das 1/f-Rauschen ist allerdings aufgrund des logarithmischen Zusammenhangs sehr gering.

8 Herstellung des Diodenbolometers

In diesem Kapitel wird ein neues Verfahren zur Herstellung des Diodenbolometers vorgestellt, mit dem es möglich wird, eine einkristalline Diodenmembran mit einem CMOS-Wafer zu verbinden.

Als erstes wird der Herstellungsprozess erläutert, bevor auf die einzelnen Prozessschritte, wie das „low temperature direct waferbonding“ (später auch Waferbonding genannt), eingegangen wird.

8.1 Der Herstellungsprozess

Zur Herstellung des Diodenbolometers werden als erstes zwei Wafer, der Sensor- und der CMOS-Wafer separat gefertigt, bevor sie mittels der Waferbondtechnik miteinander vereint werden. Der Freiheitsgrad der separaten Herstellung der beiden Wafer erlaubt auf der Sensorseite die Anwendung von Hochtemperaturprozessen, wie z.B. einen Diffusionsprozess nach der Implantation der Diodengebiete.

Abbildung 8.1 zeigt den geplanten Aufbau des Bolometers.

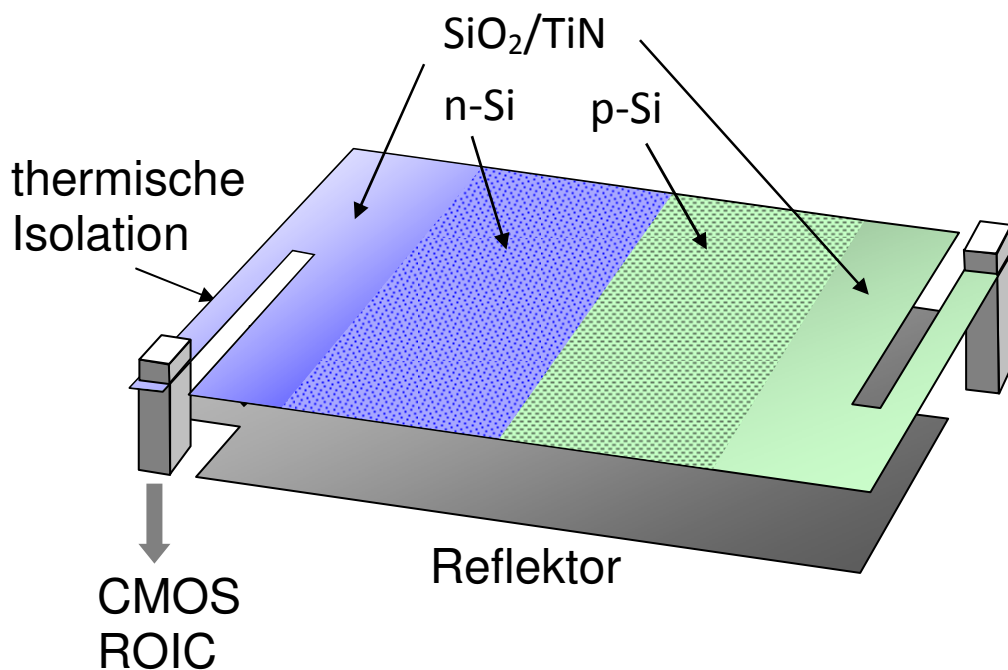


Abbildung 8.1 - Aufbau eines Diodenbolometers

Die Diodenmembran wird auf zwei Metallpfosten über dem CMOS-Wafer aufgehängt. Unter dem Bolometer befindet sich ein Reflektor, bestehend aus einer AlCu-Legierung, der die einfallende IR-Strahlung reflektiert. Der optische Weg vom Reflektor zur Membran beträgt ca. $\frac{1}{4}$ der Weglänge der einfallenden IR-Strahlung. Über eine dünne TiN-Schicht wird die Diode mit dem CMOS-Wafer kontaktiert. Die thermische Isolierung des Bolometeres wird über zwei Stege erreicht, die sich seitlich an der Membran befinden. Die Stege bestehen aus einer TiN-Schicht, die von SiO₂ umgeben wird. Die Aufgabe der Bolometerstege ist nicht

nur die thermischen Isolierung, sie geben dem Sensorelement auch eine mechanische Stabilität.

Der Herstellungsprozess beginnt mit der Herstellung des CMOS-Wafers, sowie der Strukturierung der Ansteuer-Elektroden und des Reflektors (Abb.8.2 a). Alle hier aufgeführten Strukturier- und Ätzschritte wurden mit Plasma-Ätz-Verfahren durchgeführt.

Als nächstes wird eine USG-Schicht (undoped silicate glass) abgeschieden und mit einem CMP-Prozess (Chemical Mechanical Polishing) poliert (Abb.8.2 b). Alle USG- und SiN-Schichten, die in dieser Arbeit aufgeführt werden, sind mit PECVD-Verfahren (plasma enhanced chemical vapour deposition) abgeschieden worden.

Im nächsten Schritt wird der gefertigte Sensorwafer, der das strukturierte Diodenelement beinhaltet, zum CMOS-Wafer justiert (Abb. 8.2 c).

Auf dem Sensor-SOI-Wafer wird amorphes Silizium (a-Si) abgeschieden, das hier als Opferschicht dient.

Die abschließende Schicht des Sensorwafers bildet wiederum eine CMP-bearbeitete USG-Schicht, sodass die beiden Wafer auf diesen beiden Schichten mittels des Waferbond-Verfahrens verbunden werden können (Abb. 8.2 d).

Nach dem Bond wird die Rückseite des Sensorwafers mit einem Wafer-Grind-Prozess abgeschliffen. Das Schleifen des Siliziums wird ca. $5\mu\text{m}$ über dem Buried Oxide (BOX) der SOI-Struktur unterbrochen. Der Rest des Siliziums wird in einer mit XeF_2 gefüllten Kammer selektiv zum BOX geätzt (Abb. 8.2 e).

Zur Kontaktierung des Diodenelementes mit dem CMOS-Wafer werden Vias geätzt (Abb. 8.2 f).

Diese werden dann mit einem gesputterten Metall gefüllt, bestehend aus einer Abfolge von Ti/TiN/Al/Ti/TiN. Diese Abfolge wurde gewählt, da sich mit dieser Kombination eine gute Bedeckung des Metalls an den Seitenwänden der Vias ergab (Abb. 8.2 g).

Die abschließenden Schritte stellen das Ätzen der Bolometergeometrie und das Entfernen der Opferschicht mit dem XeF_2 dar.

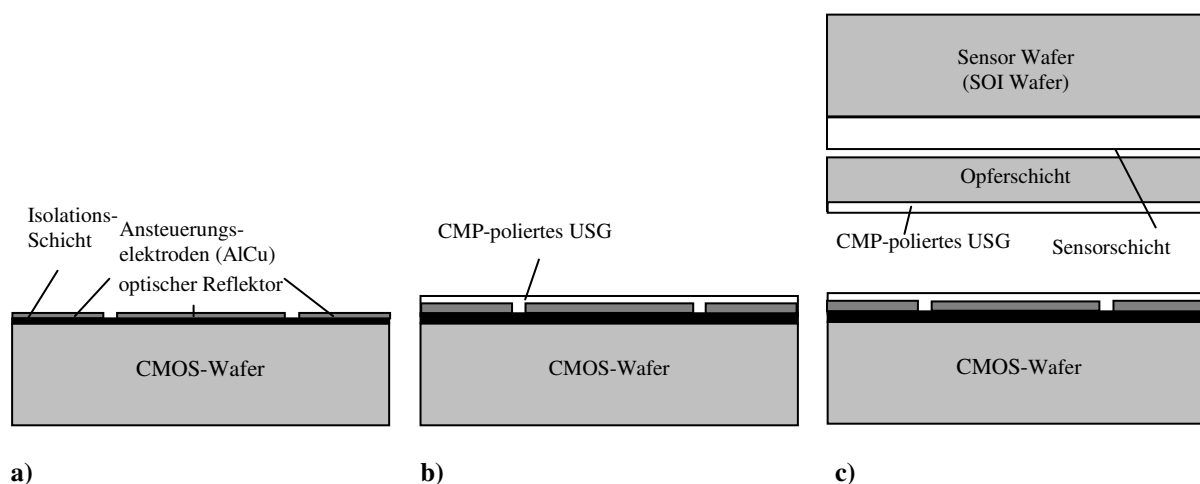


Abbildung 8.2 - (a) Strukturieren der Ansteuer-Elektroden und des Reflektors (b) CMP-polieren der obersten UGS-Schicht (c) Justierung der beiden Wafer zueinander

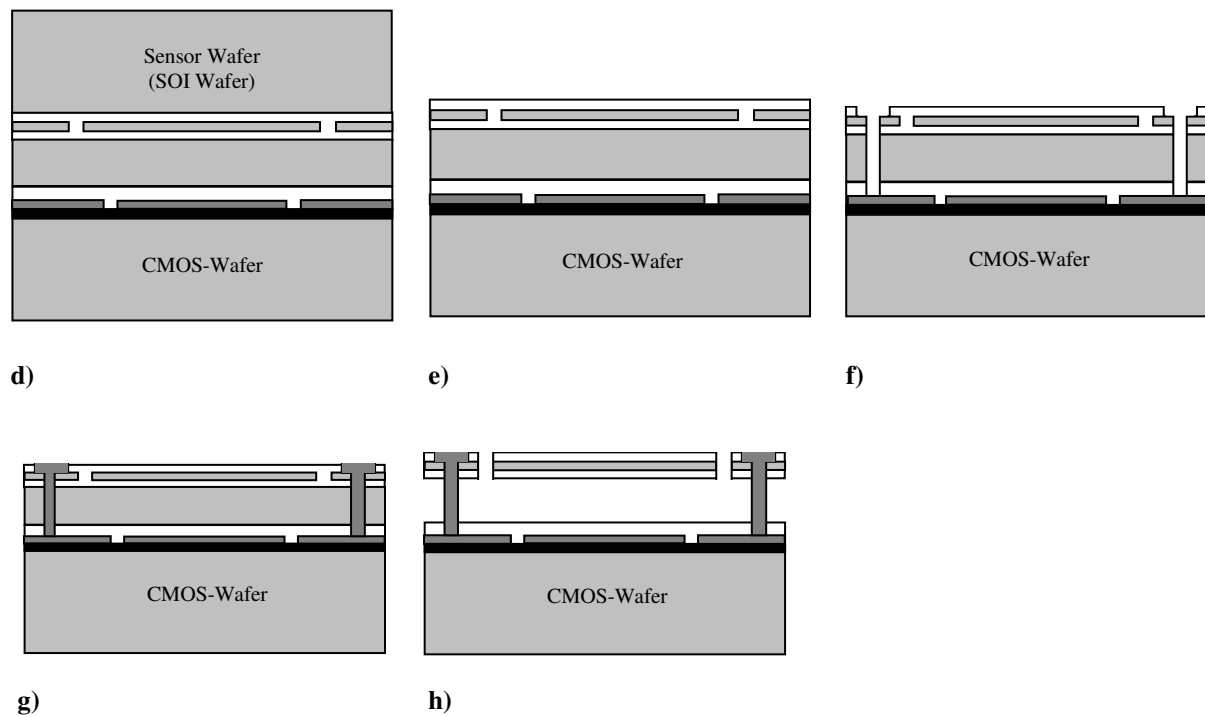


Abbildung 8.2 - (d) Bondprozess (e) Wafergrinding und selektives Si-Ätzen (f) Via-Ätzen (g) Metallspalten und -strukturieren (h) Opferschicht-Ätzen

8.2 Der CMOS-Wafer

Die hier fabrizierten Bolometer besitzen keine Ausleseschaltung. Der CMOS-Wafer soll lediglich die Kontaktierung des Sensorelementes ermöglichen. Abb. 8.3 verdeutlicht den Aufbau und die Kontaktierung des Bolometers.

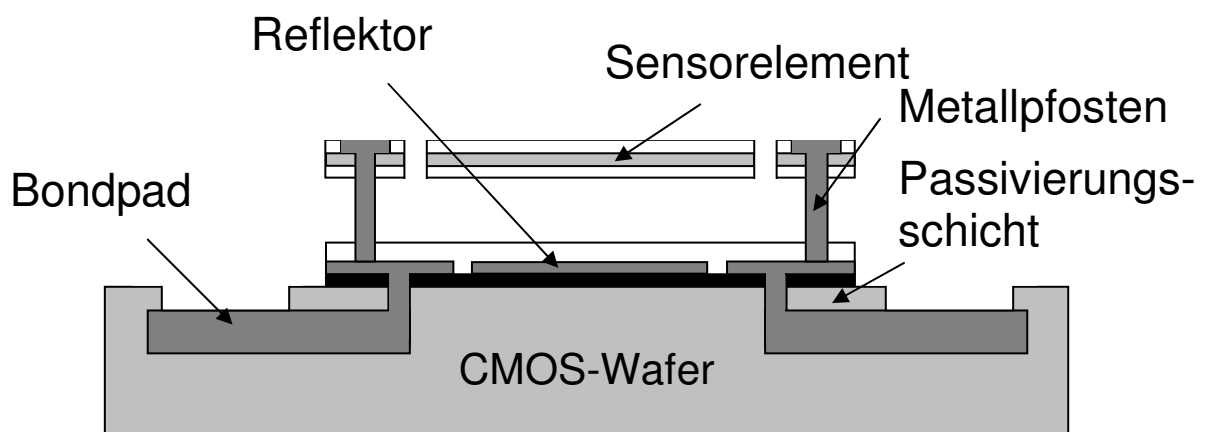


Abbildung 8.3 - Kontaktierung des Diodenbolometers

In Abb. 8.3 ist das Sensorelement zu erkennen, das über dem CMOS-Wafer angebracht ist. Der CMOS-Wafer besitzt zwei Metalllagen, die mittels eines mit Wolfram gefüllten Vias, das durch eine Passivierungsschicht führt, miteinander elektrisch verbunden werden. Das obere

Metall (AlCu) bildet den Untergrund für die Bolometer-Metallstützen und ist gleichzeitig der Reflektor für die einfallende IR-Strahlung.

Die Passivierungsschicht besteht aus einer 500nm dicken USG-Schicht, die zuvor mit einem CMP-Schritt bearbeitet wurde.

Durch den CMP-Schritt werden sämtliche Unebenheiten ausgeglichen, die in der vorangegangenen CMOS-Herstellung entstanden sind.

Zusätzlich zu der USG-Schicht wurde ein 200nm dickes PSG (Phosphorsilicate glass) und ein 700nm dickes SiN mittels des PECVD-Verfahrens abgeschieden. Diese Schichten werden in der CMOS-Herstellung als eine Standard-Passivierungsschicht verwendet.

Das untere Metall besteht aus einem 800nm dicken, gesputterten AlCu. Diese Metalllage stellt mit seinen $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ großen Bondpads den Kontakt zur Außenwelt dar. Unterhalb des Metalls befindet sich eine 200nm dicke USG-Schicht zur Isolierung des elektrischen Aufbaus vom Bulkmaterial.

Die abschließende Schicht des CMOS-Wafers bildet eine 300nm dicke, CMP-polierete USG-Schicht, die eine wichtige Funktion für das Waferbonding besitzt.

Abb. 8.4 zeigt eine REM-Aufnahme (Raster Elektronen Mikroskop) mit dem Aufbau des CMOS-Wafers, wobei hier das obere Metall fehlt.

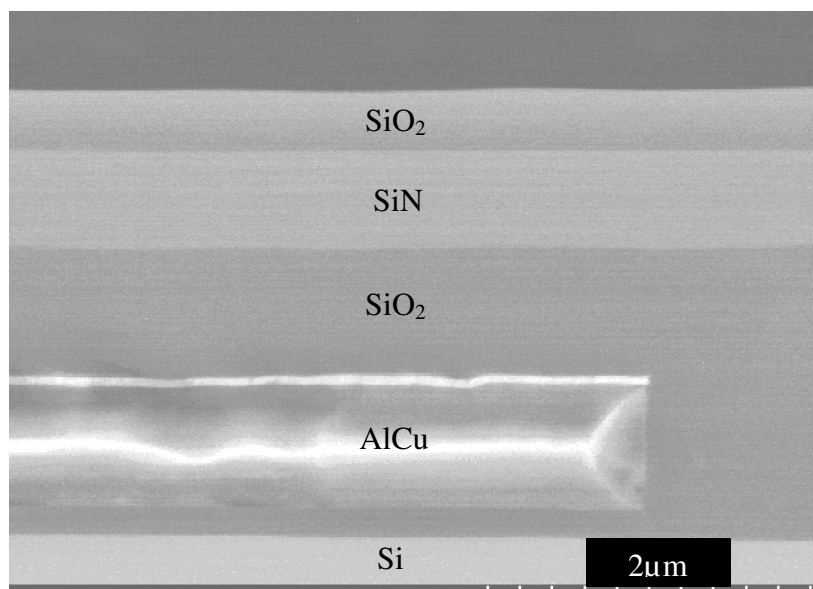


Abbildung 8.4 - Schichtaufbau des CMOS-Wafers

8.3 Der Sensorwafer

Die Grundlage für das elektrische, thermische und mechanische Verhalten des Bolometers wird durch den Sensorwafer gelegt.

Dessen Herstellung fängt mit dem thermischen Aufwachsen eines 20nm dicken Padoxids an, dessen Aufgabe darin besteht, als Streuoxid für die nachfolgende Implantation zu dienen.

Im nächsten Prozessschritt wird der 200nm dicke, einkristalline Siliziumfilm des SOI-Wafers strukturiert, mit einem Stop auf dem Buried Oxide (Abb. 8.5).

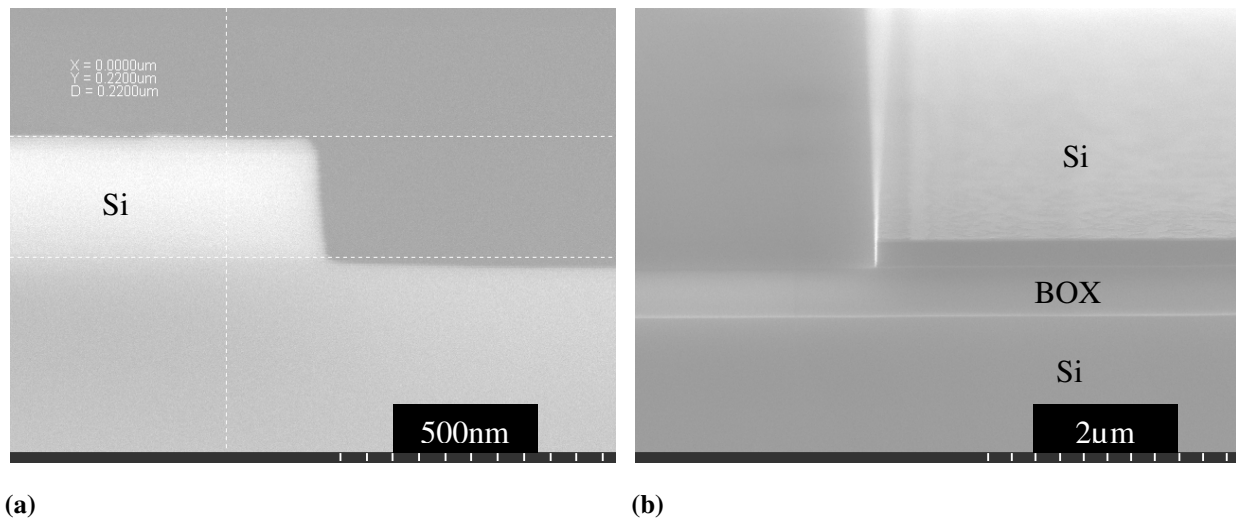


Abbildung 8.5 - Strukturierung des SOI-Wafers (a) Querschnitt (b) Winkelansicht

Die Strukturierung des Sensorwafers dient zugleich der Definition der ersten Justiermarken für die nachkommenden Prozessschritte. Außerdem werden die ersten geometrischen Abmessungen des Diodenelementes definiert.

Durch die anschließenden Implantationsschritte werden die p- und n-Gebiete der Diode definiert. Zur Aktivierung der Dotierstoffatome folgt ein Diffusionsschritt.

Der folgende Schritt sieht das thermische Abscheiden des Padoxids vor, das die zuletzt geätzten Kanten des Siliziumfilms abdeckt. Somit ist die 200nm dicke Siliziumschicht allseitig von SiO_2 umgeben. Um eine elektrische Verbindung der Diode zur Umwelt herzustellen, wird an vorgesehenen Stellen des Sensorelementes das Padoxid strukturiert.

Des Weiteren wird eine 7nm dicke TiN-Schicht gesputtert. Das TiN hat nicht nur die Aufgabe, die Diode elektrisch anzusteuern; es fungiert auch als ein leistungsangepasster optischer Absorber für die vorgesehene IR-Strahlung. Zusätzlich sorgt der geringe thermische Leitwert des Titannitrids für eine geringe thermische Leitfähigkeit der Stege des Bolometers.

Damit der in das Bolometerelement eingeprägte Strom nicht durch das TiN kurzgeschlossen wird, folgt ein Ätzschritt, der das TiN strukturiert und so einen Stromfluss durch das Bauelement garantiert.

Anschließend wird eine 150nm dicke USG-Schicht abgeschieden, deren Funktion es ist, bei der späteren Opferschichtätzung das einkristalline Silizium zu schützen.

Abb. 8.6 zeigt den bis dahin erläuterten Herstellungsprozess des Sensorwafers.

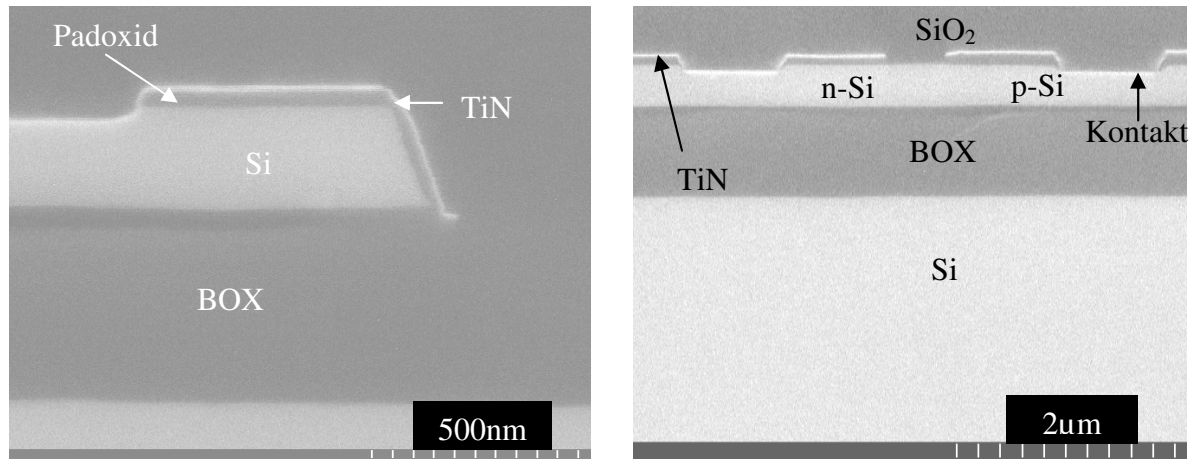


Abbildung 8.6 - Aufbau des Sensorelementes (a) Strukturierung und Kontaktierung des einkristallinen Siliziums (b) Unterbrechung der TiN-Schicht

Die weitere Prozessierung sieht das Abscheiden der Opferschicht vor. Hierbei handelt es sich um eine mittels PECVD abgeschiedene, amorphe Silizium Schicht.

Zum Schluss wird noch die für das Waferbonding notwendige CMP-polierete USG-Schicht abgeschieden, die zugleich die Topographie ausgleicht.

Den fertigen Sensorwafer kann man aus Abb. 8.7 entnehmen.

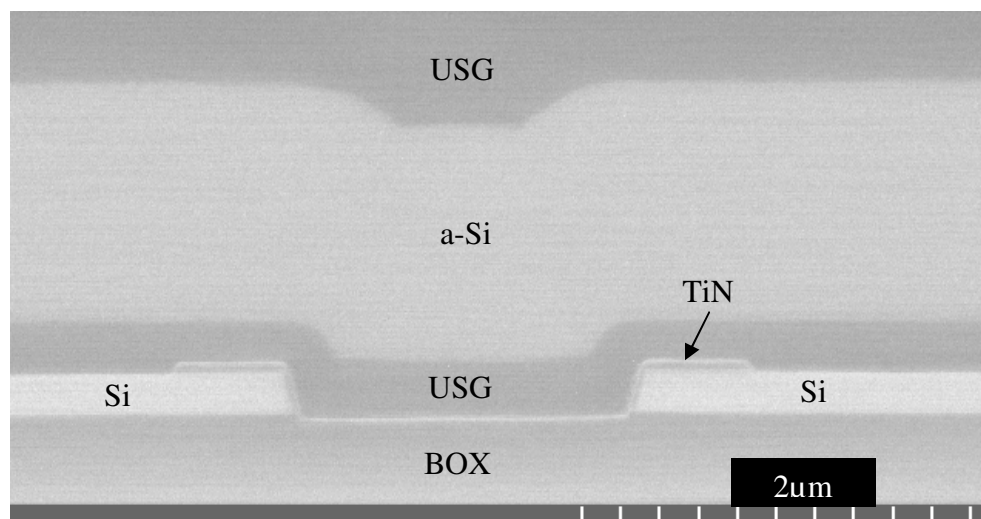


Abbildung 8.7 - Schichtaufbau des Sensorwafers

8.4 Waferbonding und Wafergrinding

Das Verbinden von zwei Wafern kann mit unterschiedlichen Bondtechniken, wie dem anodic bonding [37] dem plasma assisted room temperature bonding [38], dem adhesive bonding [39, 40, 41], dem solder bonding [42, 43] oder dem glass fritt bonding [44] geschehen. Da die Sensoren sehr stressempfindlich sind und die CMOS-Schaltung nur einer Temperatur von bis zu 300°C ausgesetzt werden sollte, wurde das „low temperature direct bonding“ als Bondtechnik gewählt.

Das low temperature direct bonding ist ein Bondverfahren, bei dem zwei Waferoberflächen in Kontakt gebracht werden, wobei aufgrund von Wasserstoffbrückenbindungen ein schwacher temporärer Bond entsteht.

Der temporäre Bond kann nur dann entstehen, wenn beide Waferoberflächen ausreichend viele Silanolgruppen besitzen. Die Wasserstoffatome der Silanolgruppe können dann mit dem zwischen den Waferoberflächen befindlichen Wasser eine Wasserstoffbrückenbindung eingehen.

In einem Tempersschritt (150°C) diffundiert das Wasser aus der Waferoberfläche und hinterlässt nur noch eine Verbindung der Silanolgruppen der jeweiligen Wafer.

Wird abermals ein Tempersschritt eingeführt, dessen Temperatur bei >200°C liegt, so diffundiert auch der Wasserstoff der Silanolgruppe aus der Waferoberfläche und es entsteht ein fester SiO₂-Bond.

Die Reaktionsgleichung für das Entstehen eines festen Bonds lautet:



Die oben aufgeführte Prozessabfolge für das Waferbonding kann aus Abb. 8.8 entnommen werden.

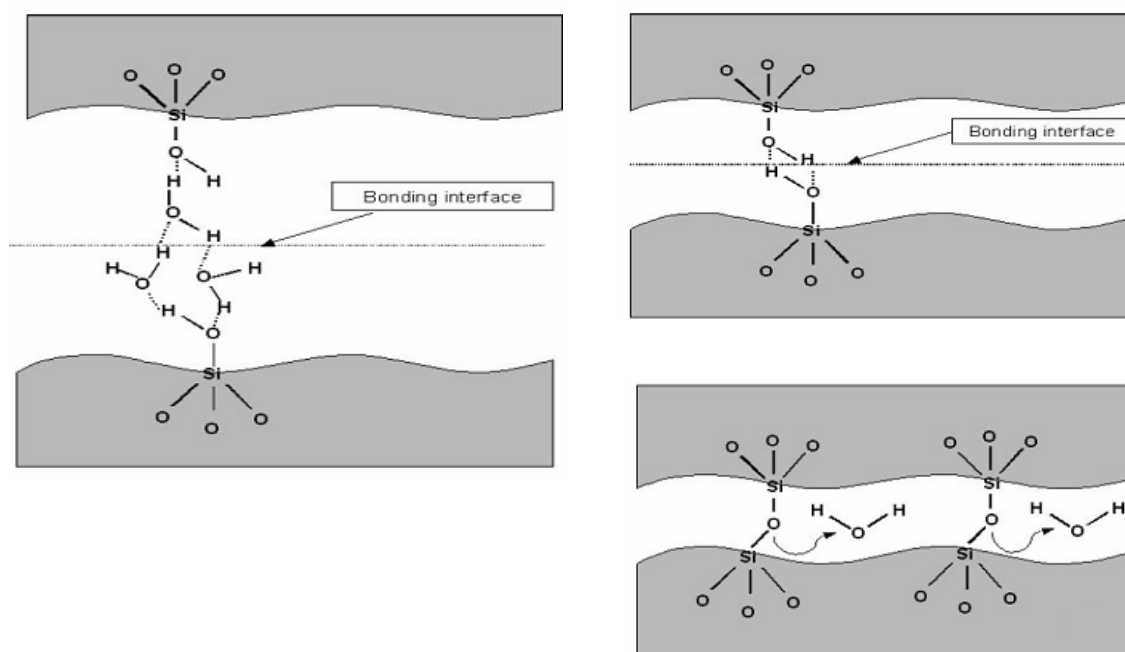


Abbildung 8.8 - chemischer Prozessverlauf beim low temperature direct bonding [46]

Für das Entstehen der zuvor erwähnten Wasserstoffbrückenbindungen ist eine sehr glatte Oberfläche notwendig. Erst dann kann aufgrund der geringen Distanz der beiden Waferoberflächen zueinander eine atomare Verbindung entstehen.

Abb. 8.9 verdeutlicht die Abstandsabhängigkeit der atomaren Wechselwirkung in einer Verbindung von Atomen. Bei einem Abstand von $<5\text{\AA}$ steigt die anziehende Kraft zwischen der Atomverbindung an. Somit muss auch die Oberflächenrauigkeit der beiden Wafer sehr gering sein, damit ein Kontakt zwischen den beiden Wafern entsteht.

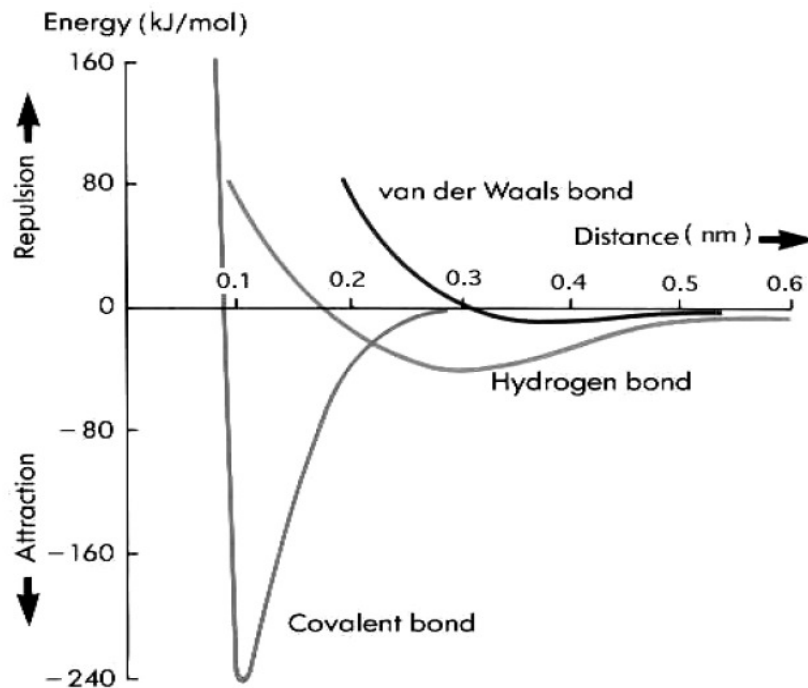


Abbildung 8.9 - Atomare Kraftverteilung in einer Verbindung von Atomen [47]

Das Erreichen von so glatten Oberflächen und somit von geringen Oberflächenrauigkeiten kann durch einen CMP-Prozess erreicht werden.

Beim CMP-Schritt wird der Wafer mit seiner Oberfläche auf ein Polierpad mit einer definierten Kraft angedrückt. Zugleich ist das Polierpad in ständiger radialer Bewegung. Auch der Wafercarrier, der den Wafer während des Polierschrittes festhält, besitzt eine radiale Bewegungsrichtung, die entgegengesetzt zum Polierpad ist.

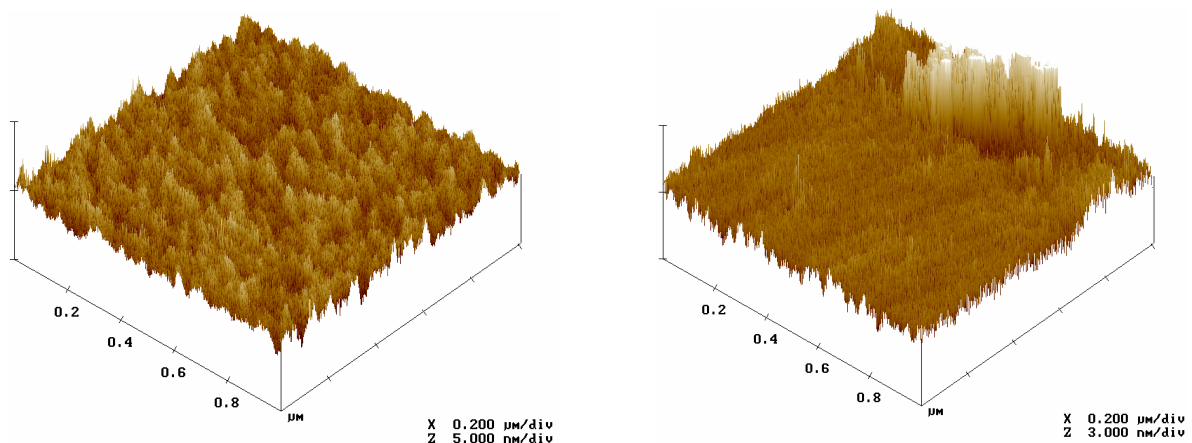
Die chemische Komponente liefert hier die sogenannte Slurry, die aus in einem Lösungsmittel gelösten, 50nm großen SiO_2 -Kügelchen besteht.

Diese Kügelchen reiben aufgrund der Bewegung des Polierpads, des Wafercarriers und der angewendeten Andruckkraft auf der Waferoberfläche, sodass es dort zu einem definierten Abtrag des Wafermaterials (in diesem Fall SiO_2) kommt. Gleichzeitig wird die Oberfläche des Wafers bei geeigneter Wahl der Bewegungsgeschwindigkeiten und des Anpressdruckes geglättet.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche haben gezeigt, dass eine hohe Geschwindigkeit des Wafercarriers und des Polierpad und zugleich eine kleine Andruckkraft zu sehr geringen Oberflächenrauigkeiten führen. Allerdings war die Homogenität des Materialabtrages auf dem Wafer sehr schlecht. Somit wurde eine geeignete Kombination aus hohen Geschwindigkeiten und mittleren Andruckkräften gewählt, die für eine gute Homogenität des Abtrages und gleichzeitig für geringe Oberflächenrauigkeiten sorgte.

In Abb. 8.10 ist ein Vergleich zwischen der Oberflächenbeschaffenheit einer abgeschiedenen USG-Schicht (links) und einer abgeschiedenen und CMP-polierten USG-Schicht (rechts) dargestellt. Anhand der mit einem Rasterkraftmikroskop aufgenommenen Oberflächentopographie kann man die Verringerung der Oberflächenrauigkeit beobachten. Die Oberflächenrauigkeit konnte von 0,472nm auf 0,272nm gesenkt werden.

Bei der Messung mit dem Rasterkraftmikroskop wurde in der rechten Messung ein Partikel, das sich auf dem gemessenen Waferstück befand, mitgemessen. Dieser Effekt ist in der oberen Ecke der Messung sichtbar.



Nach der Abscheidung:RMS=0.472nm Nach dem CMP-Prozess:RMS=0.272nm

Abbildung 8.10 - USG-Schicht (a) direkt nach der Abscheidung (b) nach dem CMP-Prozess

Somit wurde mit der Senkung der Oberflächenrauigkeiten eine wichtige Grundlage für das Waferbonding geschaffen.

Eine andere Aufgabe lag darin, die beiden Wafer möglichst genau zueinander zu justieren.

Als Justierverfahren wurde das IR-Alignment (Infrarot Justage) gewählt.

Da Silizium für Licht im nahen Infrarotbereich durchsichtig ist, kann man mit Wellenlängen von ca. 1μm die beiden Wafer durchleuchten.

Das IR-Licht, das die beiden Wafer durchquert hat, kann dann mit einer CCD-Kamera eingefangen und ausgelesen werden.

Besitzen die Wafer allerdings eine Metallschicht auf deren Vorderseite, wie es bei einer CMOS-Fertigung üblich ist, so wird das IR-Licht reflektiert und man erhält an der Stelle, wo sich das Metall befindet, kein Signal.

Außerdem können Stufen, wie sie durch einen Ätzschritt verursacht werden, zu einem Signalverlust führen.

Mit diesen Prinzipien wurde in dieser Arbeit eine Justagemöglichkeit gefunden, indem auf dem CMOS-Wafer ein Justierkreuz aus Metall und auf den Sensorwafer ein Justierkreuz in Form einer Stufe des 200nm hohen, einkristallinen Siliziums strukturiert worden ist. Das soeben erläuterte Justierprinzip wird in Abb. 8.11 noch einmal erläutert.

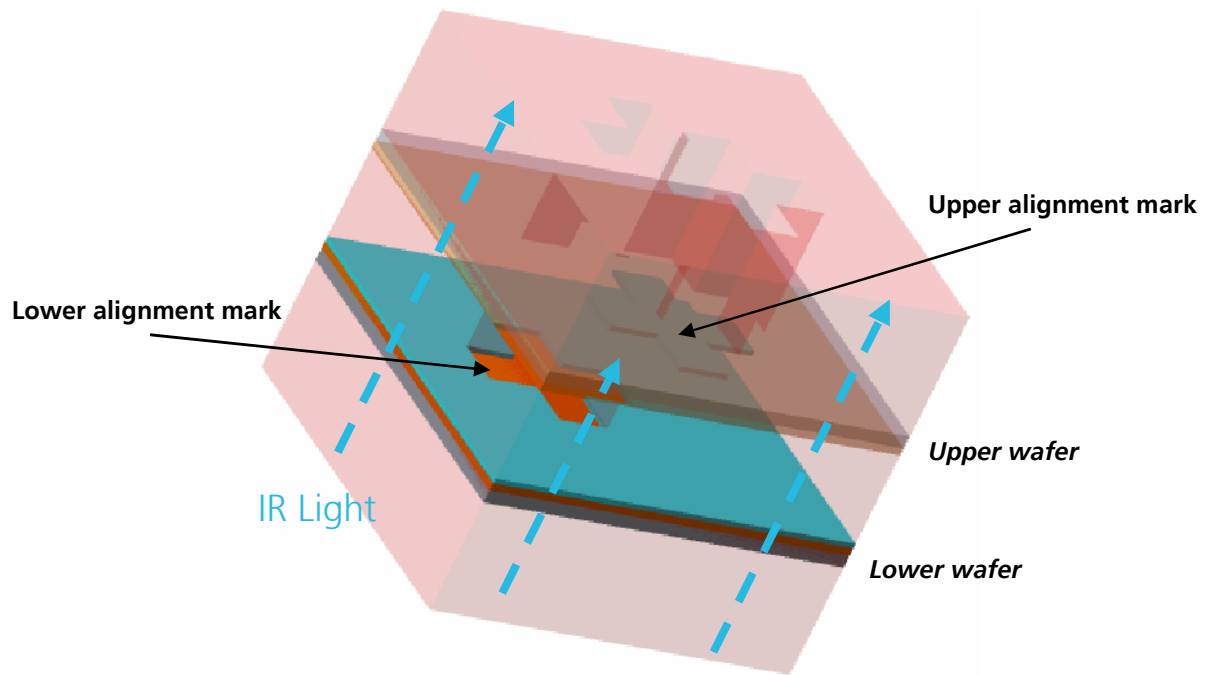


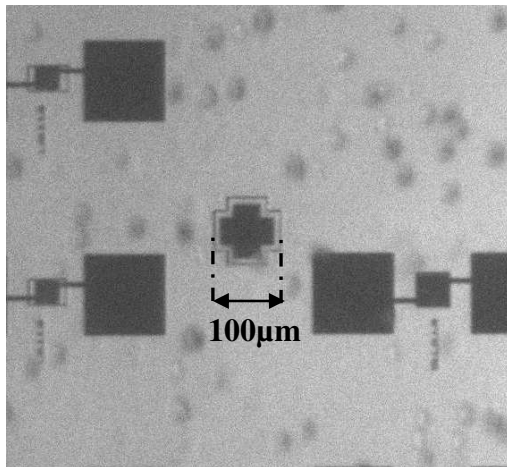
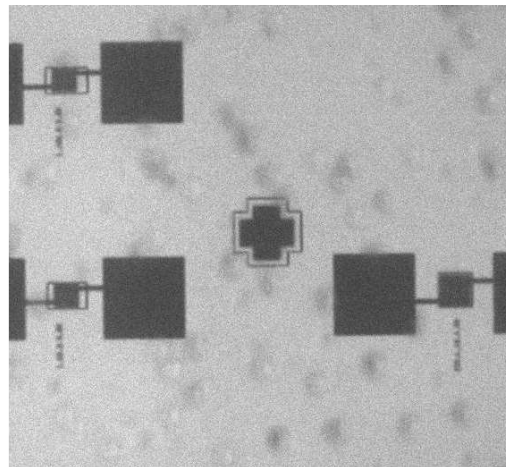
Abbildung 8.11 - Justierprinzip für das Waferbondverfahren

Aufgrund von Streuung des IR-Lichtes an rauen Grenzflächen, wie sie auf der Rückseite eines Silizium Wafers vorzufinden sind, geht die Justiergenauigkeit verloren. Aus diesem Grund wurde ein CMP-Rückseitenpolierschritt entwickelt, um eine optisch glatte Oberfläche zu erhalten.

Die Justiergenauigkeit wurde dadurch von $10\mu\text{m}$ auf $<2\mu\text{m}$ deutlich verbessert.

Abb. 8.12 zeigt eine Aufnahme der linken und rechten CCD-Kamera. Zu sehen ist jeweils ein kleines Justierkreuz, das der Metallebene des CMOS-Wafers entspricht. Dieses wird umgeben von einem größeren Justierkreuz, das durch die Ätzung der 200nm dicken, einkristallinen Siliziumschicht des Sensorwafers verursacht wird.

Beide Justierkreuze, sowohl auf der linken, als auch rechten Waferseite, sind durch die Rückseitenpolierung deutlich sichtbar und mit einer Justiergenauigkeit von $<2\mu\text{m}$ zueinander justiert.

linkes Kamerasystem:*Justiergenauigkeit*<2 μm in der x- und y-Achserechtes Kamerasystem:*Justiergenauigkeit*<2 μm in der x- und y-Achse**Abbildung 8.12 - Justage des CMOS- und des Sensorwafers**

Der Waferbondingprozess selbst findet in einer Bondkammer eines kommerziell erhältlichen Waferbonders [48] statt.

Beide Wafer werden auf zwei sich in einem definierten Abstand befindlichen Platten positioniert, wobei der obere Wafer auf der oberen Platte festgeklemmt und der untere Wafer lediglich auf die untere Platte aufgelegt wird.

Des Weiteren wird ein Druck von 1mbar in der Kammer mit einer Sauerstoffumgebung eingestellt.

Um die Platten herum befindet sich ein gleichspannungsbetriebener Plasmaring, mit dem ein Sauerstoffplasma gezündet werden kann. Die hierbei entstehenden Radikale setzen sich auf der Waferoberfläche ab, sodass diese hydrophiler wird.

Nach der Plasmaaktivierung folgt der Einlass von DI-Wasser in die Kammer, welches die Waferoberfläche benetzt und für die Ausbildung von Silanolgruppen sorgt.

Eine Plasmabehandlung der Waferoberflächen wird als die für das „low temperature wafer bonding“ übliche Methode verwendet [49, 50, 51, 52]. Es wurden andere chemische Aktivierungsarten vorgestellt [53, 54], allerdings erreicht ist deren Effektivität nicht so hoch, wie es bei der Plasmabehandlung der Fall ist.

Anschließend werden beide Wafer zueinander justiert und zusammengeführt, wobei der obere Wafer mittels eines sich in der Platte befindlichen, herausfahrenden Pins in der Mitte gebogen wird. Dadurch wird der Bond an einer definierten Stelle aktiviert (in diesem Fall in der Mitte der beiden Wafer) und breitet sich wie eine Welle zum Rand der beiden Wafer aus. Es folgt ein Tempersschritt, der letztendlich zu einem festen Bond führt.

Nach dem Waferbond wird die Qualität des Bondes untersucht. Die Qualität kann anhand der Bondstärke, die die beiden Wafer zusammenhält, überprüft werden.

Eine Möglichkeit, die Bondstärke zwischen den beiden Wafern zu messen, bietet der „razorblade test“.

Hierbei wird eine Rasierklinge an der Bondstelle zwischen die Wafer geschoben. Dadurch entsteht um die Rasierklinge ein Spalt. Der Abstand zwischen der Rasierklingenspitze und dem Ende des erzeugten Spaltes kann gemessen werden. Die Bondstärke hängt nicht nur von diesem Abstand (crack length) ab. Sie wird außerdem durch die Rasierklingendicke, die Waferdicke und das Elastizitätsmodul (Youngsches Modulus) des Materials definiert. Mit Gl. 8.2 kann die Bondstärke berechnet werden [55].

$$\gamma = \frac{3Et_w^3t_b}{32L^4} \quad \text{Gl.(8.2)}$$

Hierbei ist γ die Bondstärke (J/m^2), E das Elastizitätsmodul vom Silizium (Pa), t_w die Waferdicke (m), t_b die Dicke der Rasierklinge (m) und L die crack length (m).

Für die Messung der crack length wurde ein Messaufbau, bestehend aus einer IR-Quelle, einer Waferhalterung und einer CCD-Kamera, in dieser Arbeit realisiert.

Die IR-Strahlung durchdringt den Wafer und wird mit der CCD-Kamera detektiert. Abb. 8.13 zeigt den Messaufbau.

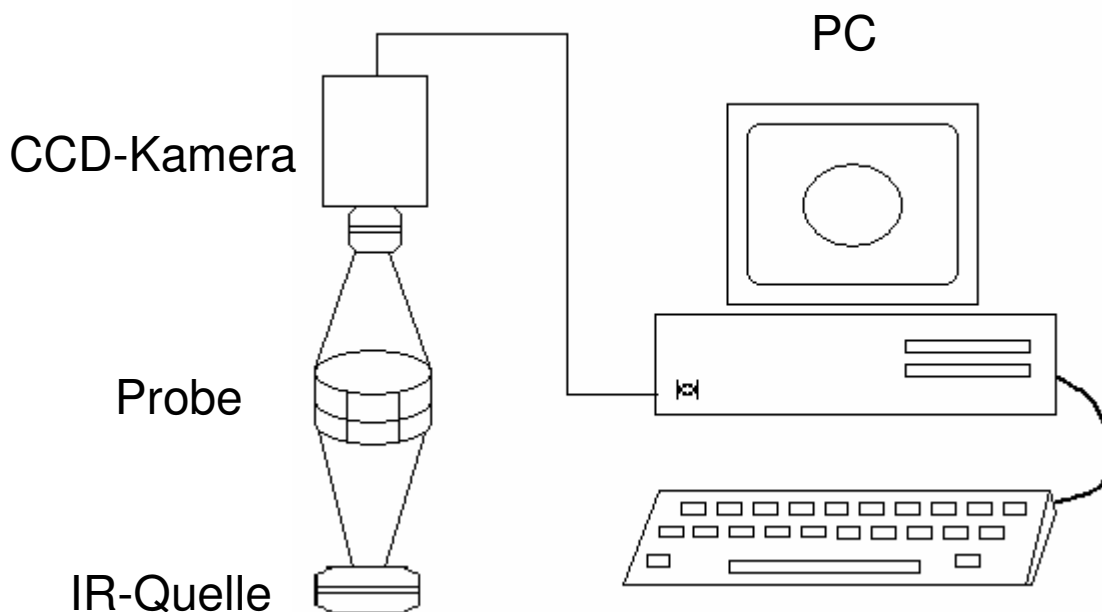


Abbildung 8.13 - IR-Inspektion der gebondeten Wafer

Das aufgenommene Bild wird dann mit einem graphischen Programm auf dem PC ausgewertet.

In Abb. 8.14 ist eine Bondstärkemessung dargestellt. Unten links im Bild ist die Rasierklinge zu erkennen, die zwischen die beiden Wafer geschoben wurde. Auch ist die „crack length“ deutlich zu erkennen.

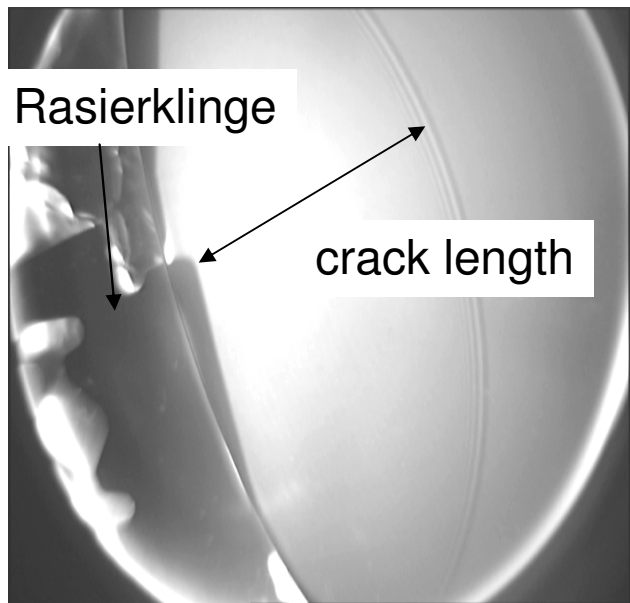


Abbildung 8.14 - IR-Aufnahme des Razorbladetests

Da nun die Grundlagen für die Bewertung der Qualität des Bondes bereitgestellt sind, sollen nachfolgend die wichtigsten Parameter für die Herstellung des Bondes vorgestellt und anhand der Höhe der Bondstärke optimiert werden.

Einführend muss hier festgehalten werden, dass ohne ein Ausheizen der beiden Wafer vor dem Bondprozess die Bondstärke so gering war, dass sie nicht messbar war. Der Grund hierfür liegt in der Ausgasung der vielen PECVD-Schichten während des Waferbond-Temperschlittes, deren Wasserstoffanteil wegen des bei der Abscheidung verwendeten Silans (SiH_4) sehr hoch ist. Bei einer rapiden Temperatursteigerung diffundiert der Wasserstoff in die Bondschicht und es kommt zu einer Ausgasung des eingefangenen Wasserstoffes. Der Bond wird an dieser Stelle zerstört und es kommt zu einer großflächigen Ausbildung von Störstellen (Voids). Die Bondstärke nimmt in diesem Fall deutlich ab, zum Teil lösen sich die Wafer sogar voneinander.

Somit wurde ein Ausheizschritt von 10 Stunden bei 400°C eingeführt, bei dem der größte Anteil des Wasserstoffes aus dem Wafer herausdiffundiert. Diese Optimierung führte zu einer deutlichen Verbesserung der Bondstärke, wobei immer noch Voids in der Bondgrenzfläche sichtbar waren.

Ein weiterer wichtiger Parameter, der die Voidbildung und die Bondstärke beeinflusst, ist der Waferbond-Temperschlitt.

Hierbei wurde die Temperaturrampe variiert. Abb. 8.15 zeigt die unterschiedlichen Temperaturverläufe der durchgeführten Versuche [56].

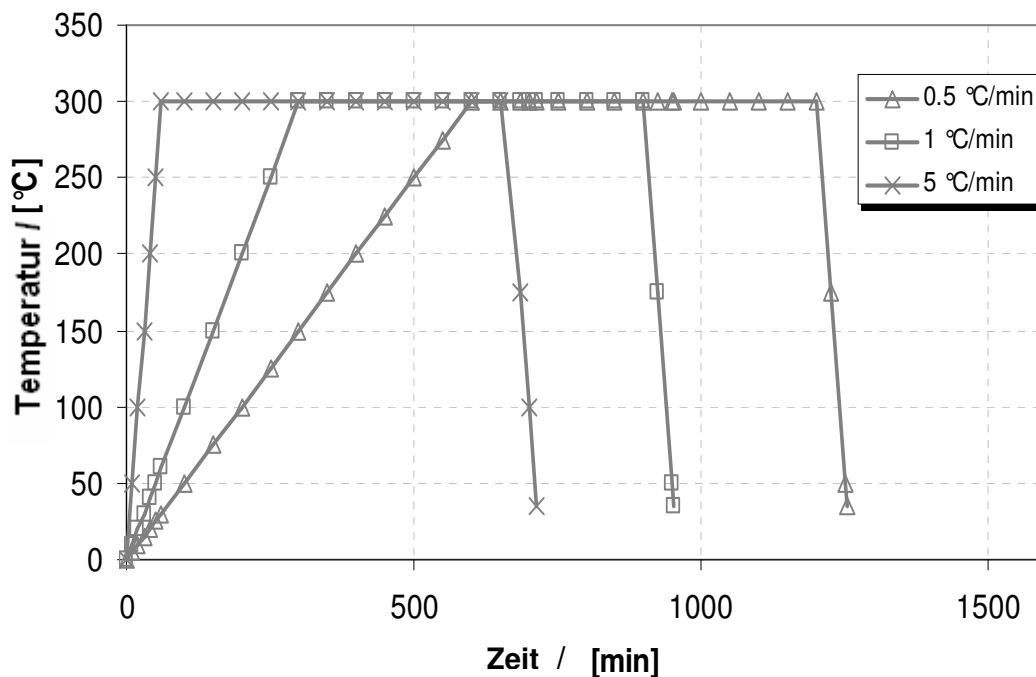


Abbildung 8.15 - Temperschnitt für verschiedene Temperaturrampen

Nach jedem abgeschlossenen Versuch wurde die Bondstärke gemessen. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 8.16 darstellt.

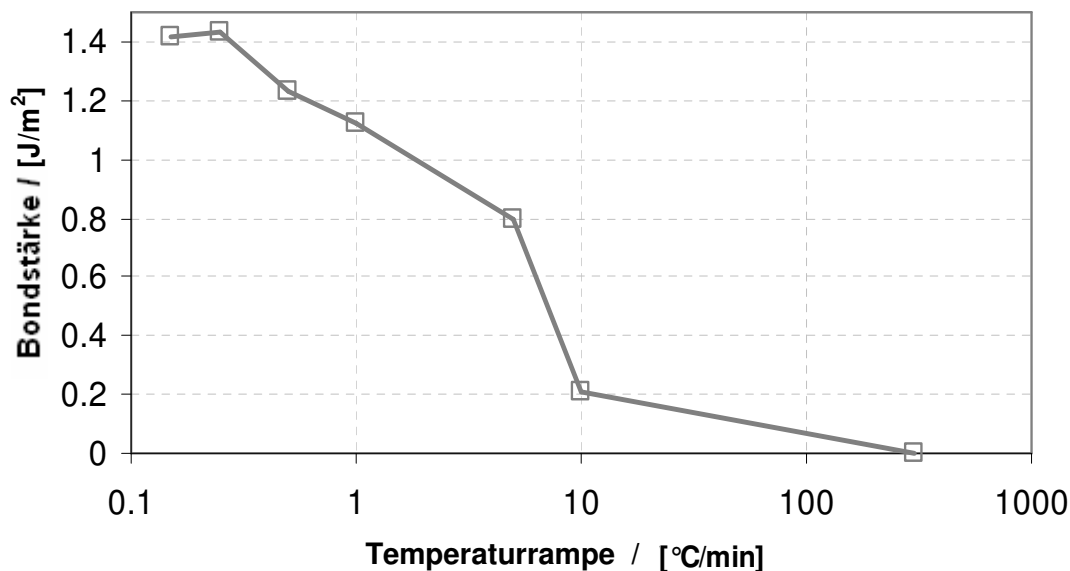


Abbildung 8.16 - Bondstärke in Abhängigkeit von der Temperaturrampe

Aus Abb. 8.16 ist ersichtlich, dass mit kleinerer Temperaturrampe die Bondstärke steigt. Den größten Wert erreicht die Bondstärke bei einer Temperaturrampe von 0,25 °C/min. Eine mögliche Erklärung für diesen Verhalt ist, dass eine geringe Temperaturrampe dem Wasser, das bei der Temperung des Bondes entsteht (siehe Gl. 8.1), mehr Zeit gibt aus der Bondfläche zu diffundieren. Gleiches gilt für den aus dem a-Si ausgasenden Wasserstoff. Somit wird eine Gasansammlung an der Bondfläche verhindert, die den Bond schwächt bzw. sogar Voids verursacht.

Bei weiterer Verringerung der Temperaturrampe nimmt die Bondstärke wieder etwas ab. Vermutet wird, dass die Plasmaaktivierung der Bondoberfläche ihre Wirkung verliert, bevor die Temperatur, die für einen stabilen Bond notwendig ist, erreicht wird.

Ein weiterer Parameter, der die Bondstärke beeinflusst, ist die Zeit, die angibt, wie lange die Waferoberfläche dem Sauerstoffplasma ausgesetzt wird.

Diese Zeit wurde variiert und nach Abschluss des Waferbondprozesses die Bondstärke gemessen. Die Temperaturrampe bei der Waferbondtemperung betrug $0,50^{\circ}\text{C}/\text{min}$ (Abb. 8.17).

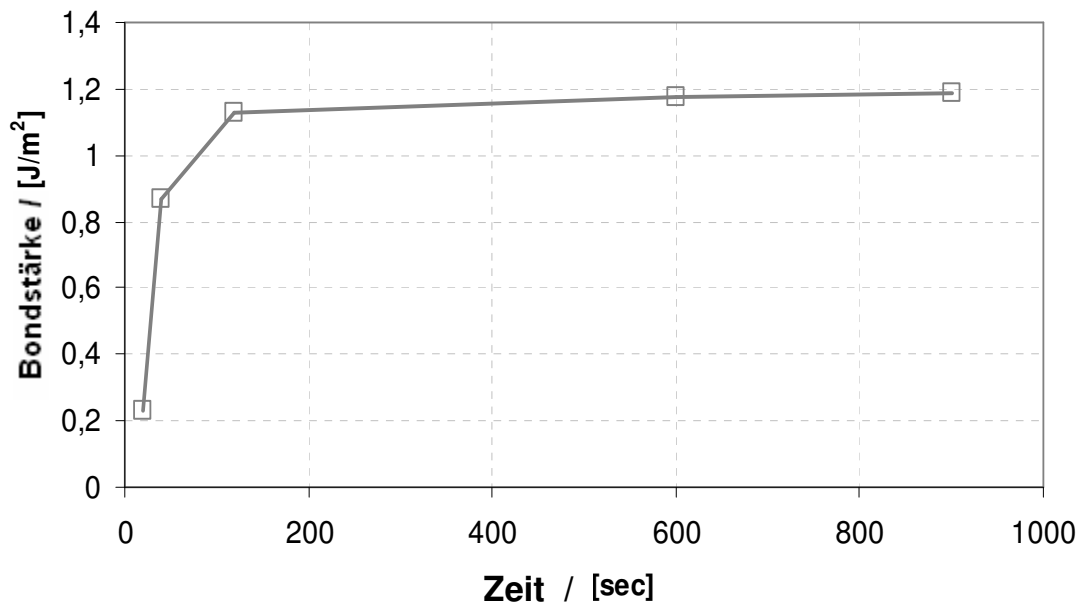


Abbildung 8.17 - Bondstärke in Abhängigkeit von der Expositionszeit der Plasmaaktivierung

Aus Abb. 8.17 ist zu entnehmen, dass die Bondstärke ab einer Expositionszeit von 100 sec nur moderat ansteigt.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Bondstärke des Bondes bis auf $1,4 \text{ J}/\text{m}^2$ gesteigert und eine Voidbildung auf der ganzen Bondgrenzfläche verhindert werden konnte.

Abb. 8.18 zeigt eine IR-Aufnahme eines gebondeten Wafers. Um den Rand des Wafers wurde ein IR-Reflektor gelegt. Ein Teil des Reflektors überdeckt den Rand des Wafers, was sich in einem dunklen Schatten zeigt. Ansonsten ist zu erkennen, dass die Bondfläche komplett void-frei ist.

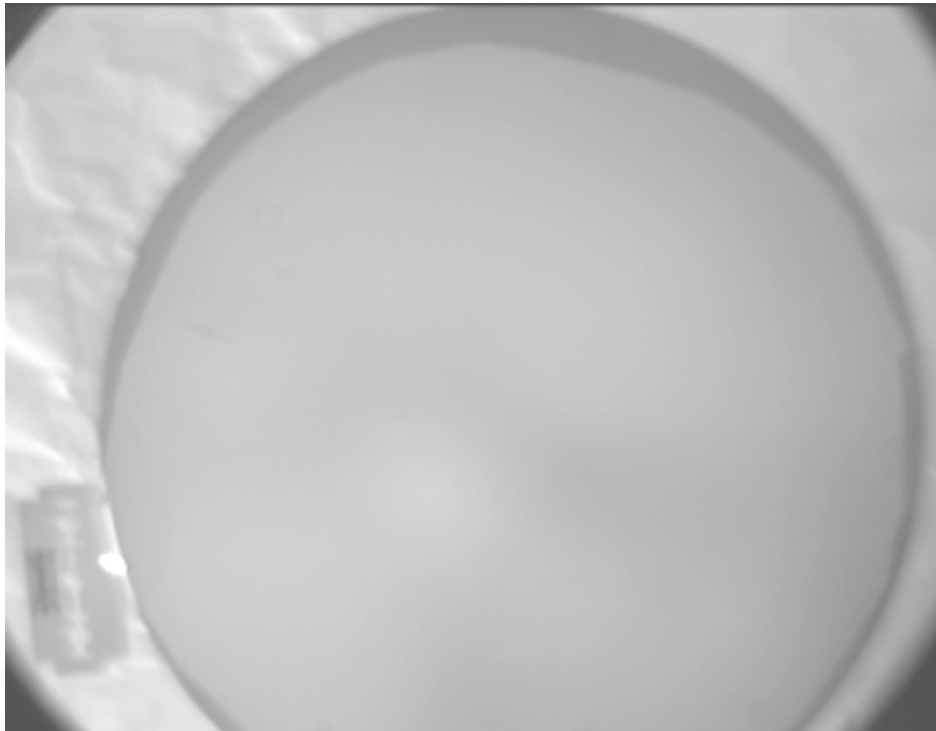


Abbildung 8.18 - IR-Aufnahme eines gebondeten Waferpaares

Nach einem erfolgreich hergestellten Bond wird der nächste Schritt durchgeführt, das Wafergrinding.

Das Wafergrinding ist ein rein mechanischer Technologieschritt. Hierbei schleift ein sogenanntes Grindingwheel von der Rückseite das Silizium des Sensorwafers bis zu $5\mu\text{m}$ über dem BOX weg.

Die Vorderseite des Grindingwheels besteht aus Diamantstücken, die von einer Harzschicht festgehalten werden. Die Homogenität des Schleifschrittes wird mit einer TTV (Total Thickness Variation) von $\pm 1\mu\text{m}$ angegeben.

Sowohl der Waferbonding-, als auch der Wafergrindingschritt sind in Abb. 8.19 a dargestellt. Deutlich ist das geschliffene Silizium des Sensorwafers zu erkennen. Die Bondfläche der beiden gebondeten Wafer, ist nicht mehr zu erkennen, was zu der Annahme führt, dass der Bond eine durchgehende SiO_2 -Schicht gebildet hat.

Abb. 8.19 b kann man den nachfolgenden Prozessschritt entnehmen. Das restliche Bulk-Silizium des Sensorwafers wurde selektiv zum BOX mit einem XeF_2 -Ätzschritt geätzt.

Auch die zukünftige Sensormembran mit der darauf gesputterten TiN-Schicht ist hier erkennbar.

Zusätzlich sind die beiden Metallebenen des CMOS-Wafers der Abbildung zu erkennen.

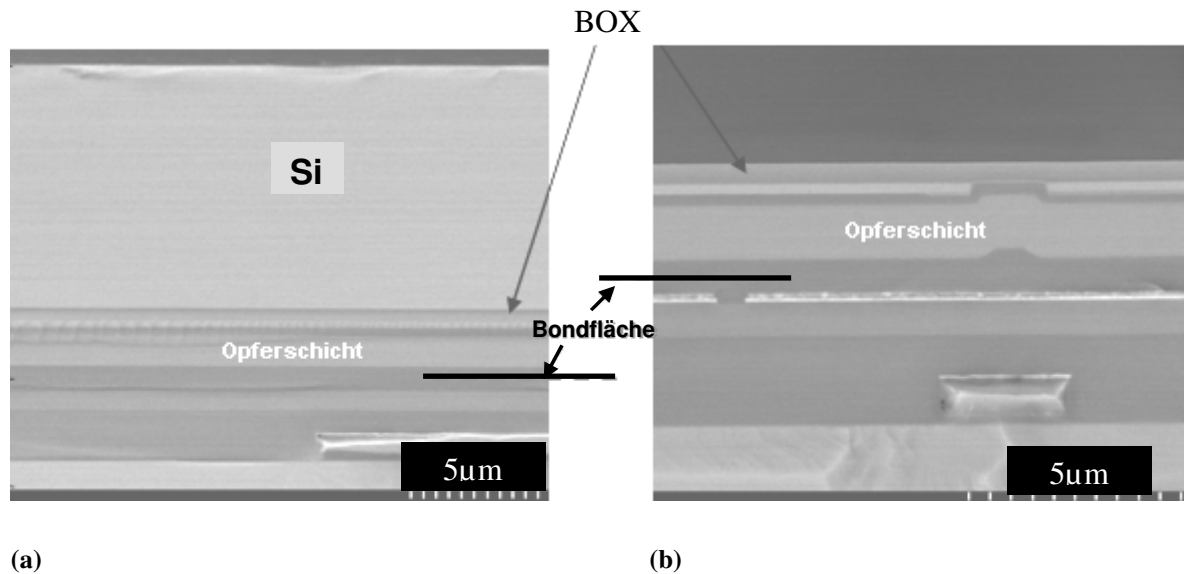


Abbildung 8.19 - Schichtaufbau (a) eines gebondeten und gegrindeten Wafers (b) eines gebondeten Wafers nach der XeF₂-Ätzung

8.5 Kontaktierung und Strukturierung der Bolometermembran

Nach dem Waferbonding- und dem Wafergrindingprozess befindet sich die Bolometermembran unmittelbar über dem CMOS-Wafer und ist durch eine Schichtabfolge von SiO₂/a-Si/SiO₂ von der obersten Kontaktmetallschicht getrennt.

Um einen elektrischen Kontakt herzustellen, wird als erstes das BOX mit einem Stop auf der einkristallinen Siliziumschicht strukturiert.

Des Weiteren wird ein Via geätzt, das durch die ganze Schichtabfolge aus Si/SiO₂/a-Si/SiO₂ führt, mit einem Stop auf der obersten Metalllage des CMOS-Wafers.

Dieser Schritt ist sehr kritisch, da die Schichtabfolge sehr komplex ist und eine Gesamtdicke von etwa 2,2µm besitzt. Zugleich beträgt die Photolackdicke nur 2,7µm und die Ätzselektivität in der Plasma-Ätz-Anlage vom Photolack zum Silizium und SiO₂ liegt bei ~1:1.

Die genaue Kenntnis der jeweiligen Ätzraten von den zu ätzenden Materialien ist also zwingend notwendig.

Zusätzlich ist die Flanke, die bei der Strukturierung des Photolackes entsteht, sehr wichtig für den späteren Metall-Sputterschritt. Beim Plasmaätzen der Vias bildet sich der Winkel der Photolackflanken in dem geätzten Material ab. Erwünscht ist ein Winkel der Via-Seitenwände von ca. 80-85°, damit sich beim Metall-Sputterprozess, der ein sehr anisotropes Bedeckungsverhalten aufweist, das gesputterte Metall an den Seitenwänden des Vias absetzen kann.

Abb. 8.20 zeigt ein Via, das erfolgreich bis auf das oberste Metall des CMOS-Wafers geätzt wurde. An den Seitenwänden des Vias ist das gesputterte Metall zu erkennen, das aus einer Abfolge von Ti/TiN/Al/Ti/TiN besteht. Diese Abfolge wurde bewusst gewählt, da durch deren Aufbau der thermische und mechanische Stress minimiert wird.

Die hier gefertigten Vias stellen gleichzeitig mechanische Stützen und den elektrischen Kontakt für das Bolometerelement dar.

Um die mechanische Stabilität der Kontaktstützen zu erhöhen wurde außerdem eine 150nm dicke USG-Schicht abgeschieden, die das Via zusätzlich stützen soll.

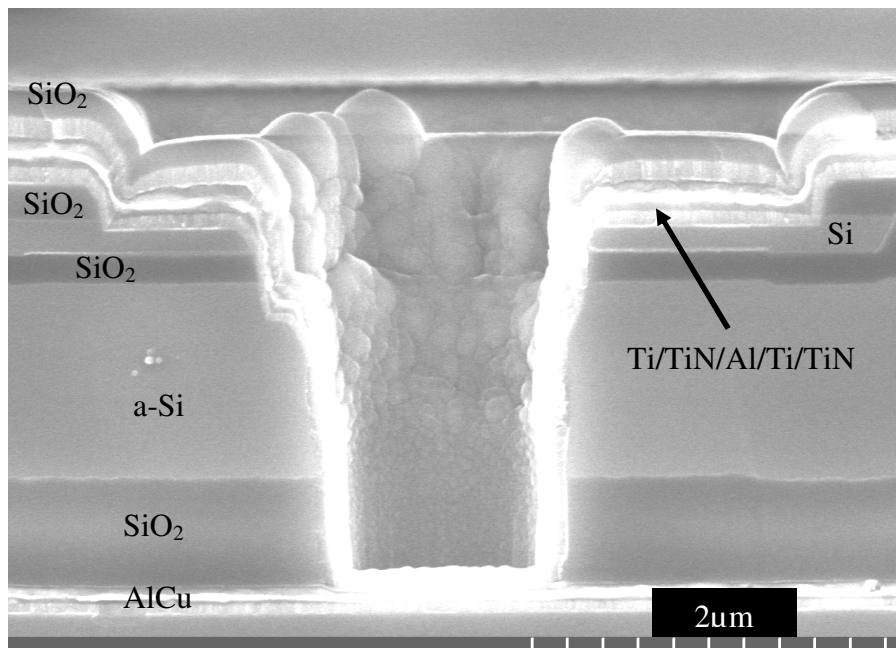
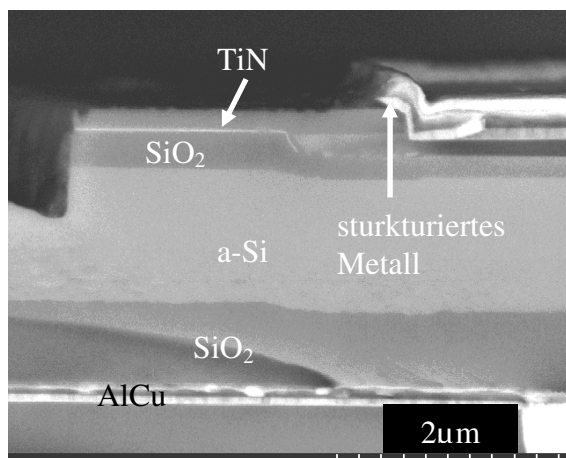


Abbildung 8.20 - elektrischer und mechanischer Kontakt eines Diodenbolometers

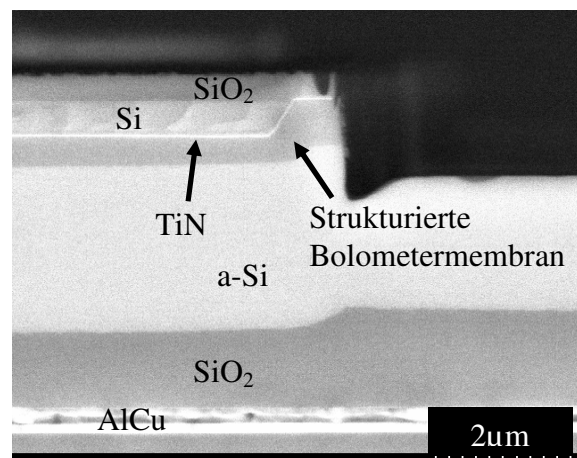
Die weiteren Prozessschritte zur Fertigung des Diodenbolometers sehen die Strukturierung des gesputterten Metalls und die anschließende Ätzung der Bolometergeometrie vor.

Abb. 8.21 a zeigt die Strukturierung des Metalls, wobei das Metall mit einem Stop auf dem BOX strukturiert wurde.

In Abb. 8.21 b kann man die strukturierte Bolometermembran erkennen.



(a)



(b)

Abbildung 8.21 - Strukturierung (a) des Metallkontaktes (b) der Diodenbolometergeometrie

In Abb. 8.21 ist zu erkennen, dass die einkristalline Bolometermembran von allen Seiten vom SiO_2 umgeben wird. Das ist zwingend notwendig, da die nachfolgende Opferschichtätzung mit dem XeF_2 ansonsten die ganze Membran wegätzen würde.

In Abb. 8.22 wurde eine Schrägansicht eines strukturierten Diodenbolometers vor dem Opferschichtätzen aufgenommen.

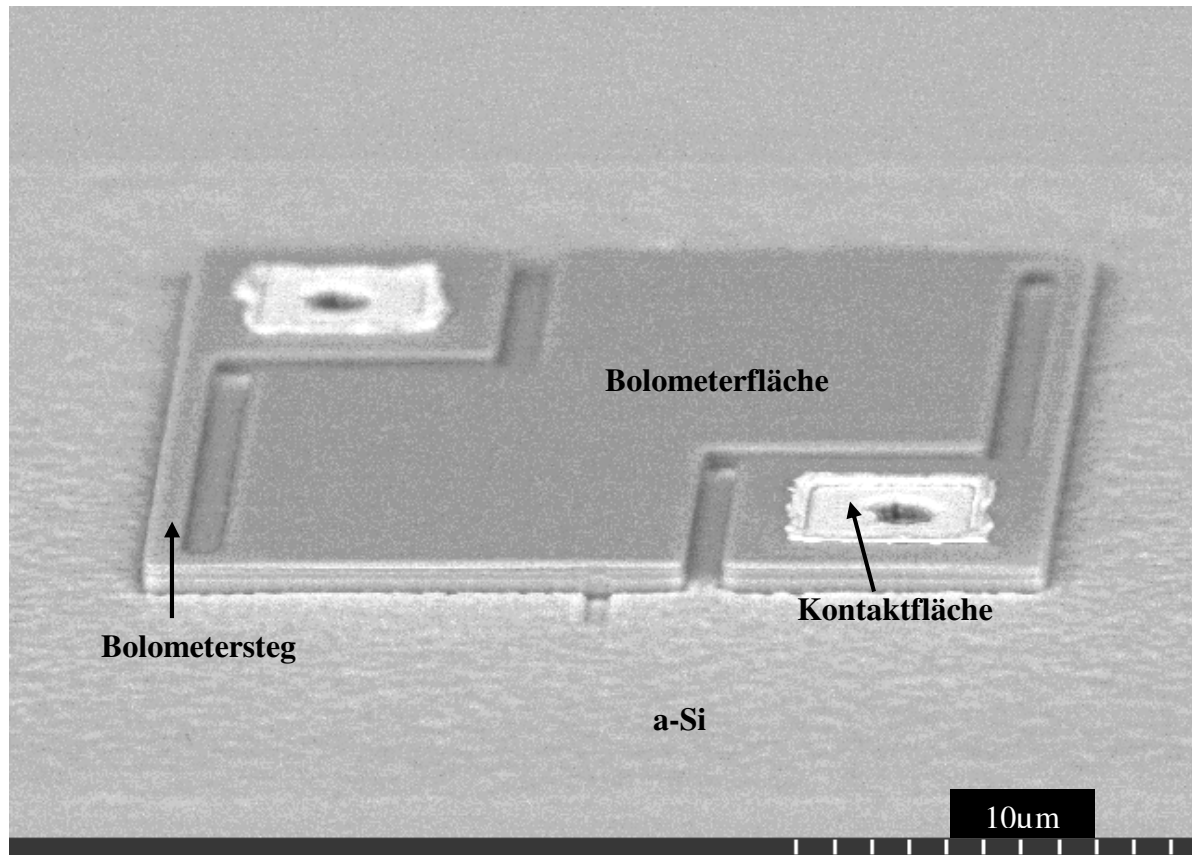


Abbildung 8.22 - Diodenbolometer vor der Opferschichtätzung

Nachfolgend werden einige REM-Aufnahmen von freigeätzten Diodenbolometermembranen gezeigt, die in dieser Arbeit entworfen und hergestellt wurden. In Abb. 8.23 a ist ein einzelnes Bolometerelement dargestellt. Vorne links im Bild ist die Metallstütze zu erkennen.

Es befindet sich aber noch hinten rechts eine Metallstütze, der die Membran stabilisiert und von dem CMOS-Wafer thermisch isoliert. In Abb. 8.23 b ist auch ansatzweise der Bolometersteg zu erkennen, das vom Metallkontakt zur Membran führt.

In den beiden Abbildungen ist die Bolometerstruktur vollständig freigeätzt und befindet sich auf beiden Metallstützen aufgehängt über dem CMOS-Wafer.

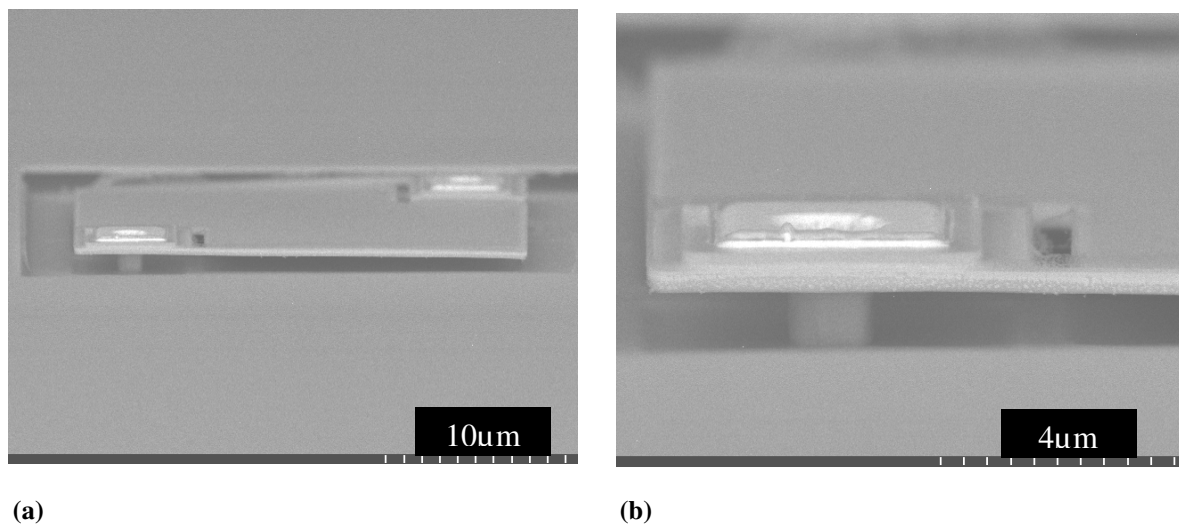


Abbildung 8.23 - (a) Aufnahme eines einzelnen Diodenbolometerelementes (b) Aufnahme einer Metallstütze des Bolometerelementes

Es wurde auch ein Diodenbolometerarray gefertigt, das zukünftig als Teststruktur zur Überprüfung von diversen diskreten Schaltungen dienen kann. Bolometer werden oft in einer Matrix angeordnet, wobei jedes Bolometerelement einem Pixel entspricht.

Mit diesen Bolometerarrays ist es möglich Wärmebilder von der Umgebung aufzunehmen. Ein solches Array ist in Abb. 8.24 dargestellt.

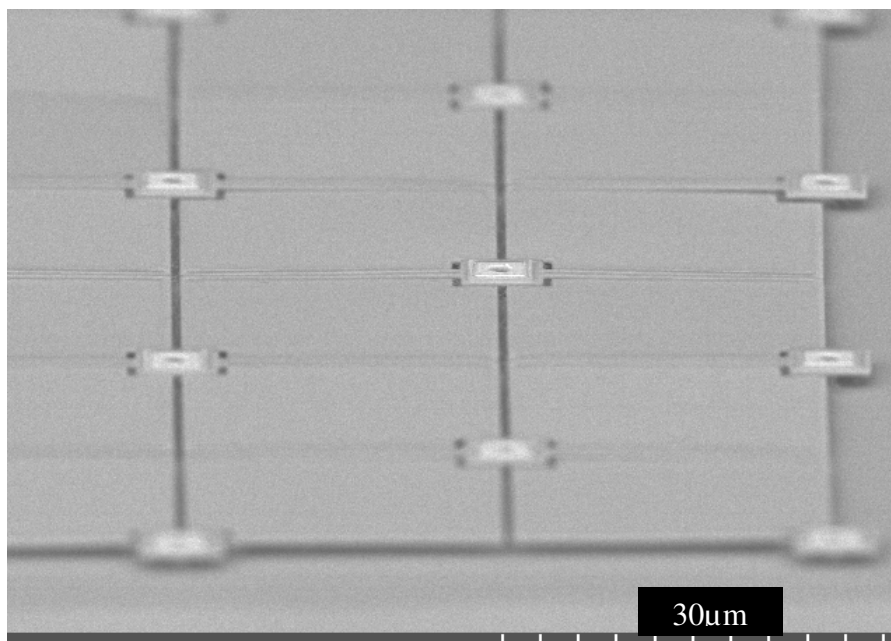


Abbildung 8.24 - Aufnahme eines Diodenbolometerarrays

Aus Abb. 8.24 ist zu entnehmen, dass sämtliche Bolometer des Arrays nur eine geringe Verbiegung besitzen. Der Abstand zwischen den einzelnen Bolometerpixeln betrug $1,2\mu\text{m}$. Um Platz zu sparen wurden jeweils vier Sensoren auf einem Bolometersteg aufgehängt. Unterhalb der Bolometerelemente befindet sich eine Ausleseschaltung, mit der einzelne Pixel separat kontaktiert und angesteuert werden können. Das Opfermaterial (a-Si) wurde geätzt, so dass die Diodenbolometer, wie auch das Einzelbolometerelement in Abb. 8.24, sich über dem

CMOS-Wafer aufgehängt befinden. Die Bolometersensoren wurden von dem CMOS-Wafer thermisch isoliert. Um aber eine wirkliche thermische Isolation zu erreichen, müssen sich die Bolometer im Vakuum befinden, da sie ansonsten die durch die absorbierte IR-Strahlung entstandene Wärme, über die Luft an die Umgebung, bzw. an den CMOS-Wafer abgeben würden.

Aus diesem Grund wurde ein Vakuum-Packaging entwickelt, das im nächsten Kapitel vorgestellt werden soll.

9 Vakuum-Packaging

Um ein Vakuum in einer Kavität zu erreichen, werden unterschiedliche Bondtechniken, wie das adhesive bonding [57], das Solid Liquid Interdiffusion (SLID) bonding [58], das ultrasonic bonding [59], das compression bonding [60] oder das solder bonding [61] verwendet.

Das Konzept des hier entwickelten Vakuum-Packagings beruht auf dem Prinzip des Hartlötens [62].

Auf ein Keramikgehäuse, das für ein Vakuum-Packaging geeignet ist, wird ein Siliziumdeckel gebondet.

Sowohl auf dem Siliziumdeckel, als auch auf dem Keramikgehäuse befindet sich ein Goldrahmen mit einer Breite von 1,5mm.

Der Rahmen auf dem Siliziumdeckel wurde im IMS Duisburg entwickelt. Um Siliziumdeckel und Keramikgehäuse vakuumdicht zu verbinden wird ein Rahmen zwischen die beiden Elemente platziert, das aus einer 60µm dicken Zinn-Gold-Legierung besteht, wobei sich das Mischungsverhältnis der beiden Metalle nahe des eutektischen Punktes befindet. Im weiteren Verlauf wird dieser Rahmen als eutektischer Rahmen bezeichnet.

Die Breite des eutektischen Rahmens beträgt etwa 1mm.

Abb. 9.1 verdeutlicht das Prinzip des Vakuum-Packagings.

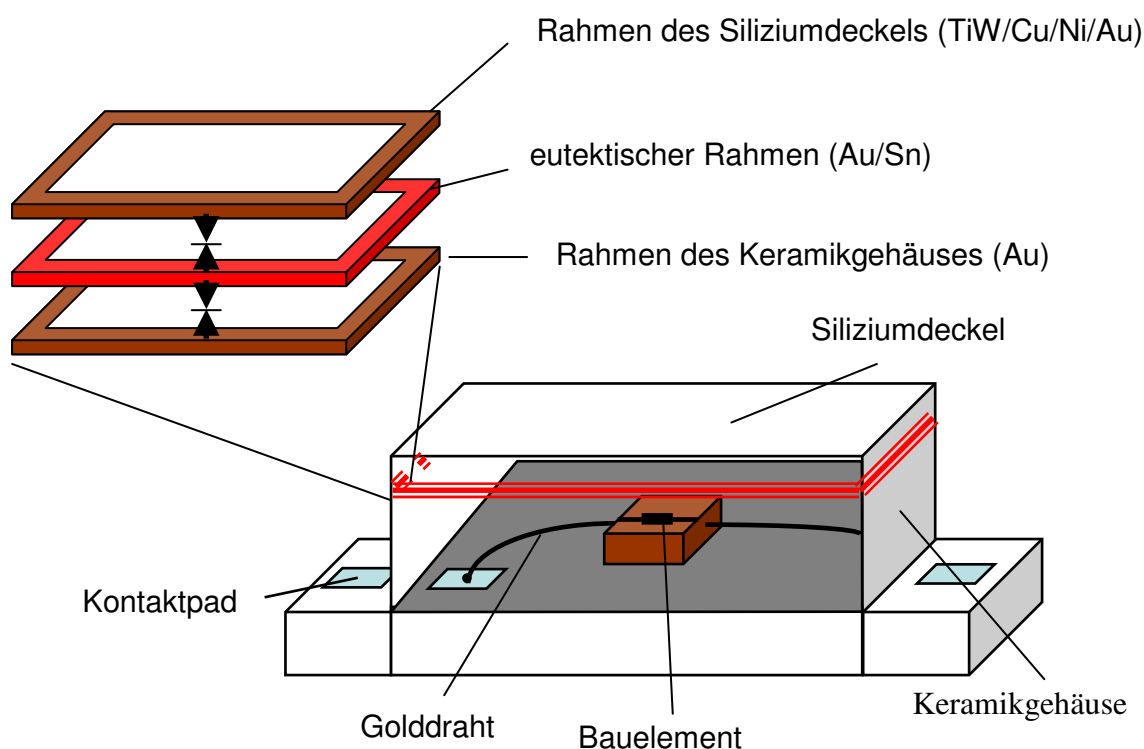


Abbildung 9.1 - Schematischer Aufbau des Vakuum-Packagingkonzeptes

Das Bauelement befindet sich im Inneren des in Abb. 9.1 dargestellten Vakuum-Packagings. Um auch außerhalb des Vakuumgehäuses das Bauelement elektrisch kontaktieren zu können, wird eine Golddrahtverbindung zwischen dem Bauelement und der sich im Inneren des

Keramikgehäuses befindlichen Bondpads erzeugt. Die Bondpads besitzen wiederum eine elektrische Verbindung zu den sich außen befindlichen Kontaktpads.

Der im IMS Duisburg entwickelte Goldrahmen des Siliziumdeckels besteht aus einer Abfolge von abgeschiedenen und galvanischen Metallschichten.

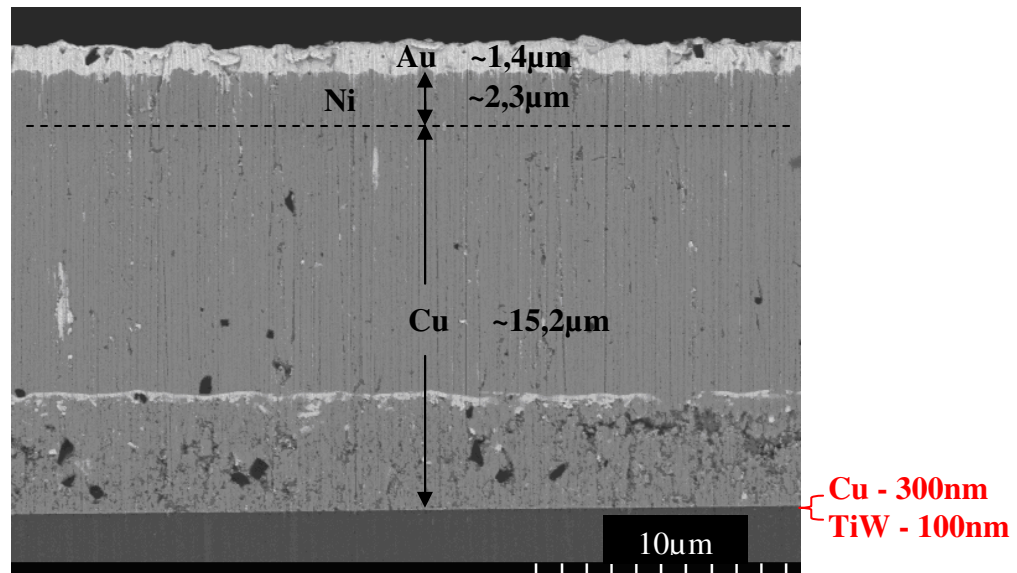


Abbildung 9.2 – Schichtaufbau des Goldrahmens auf dem Siliziumdeckel im Querschnitt

Abb. 9.2 zeigt den Schichtstapel in einer Querschnittsaufnahme. Basierend auf einem mit Siliziumoxid und -nitrid passivierten Siliziumwafer werden ganzflächig eine 100nm dicke Titanwolfram (TiW) und eine 300nm dicke Kupferschicht abgeschieden. Die TiW-Schicht dient als Barriere für Kupferatome deren Diffusion in das Siliziumsubstrat vermieden werden soll. Die abgeschiedene Kupferschicht wird benötigt, um eine bessere Haftung der galvanischen Kupferschicht auf dem TiN zu erreichen. Gleichzeitig besitzt die Cu-Schicht eine gute elektrische Leitfähigkeit, die für eine gleichmäßige Stromverteilung bei der Galvanik sorgt und somit ein homogenes Aufwachsen der Galvanikschichten erlaubt. Die abgeschiedenen Cu- und TiW-Schichten, werden als Saatschichten bezeichnet. Diese bilden die Grundlage für die nachfolgend galvanisch aufgewachsenen Metallschichten. Es folgt eine etwa 10µm dicke Kupferschicht, die dem Rahmen die gewünschte Höhe gibt. Des Weiteren wird eine 2µm dicke Nickelschicht aufgewachsen, die als Diffusionsbarriere für die folgende, etwa 1,3µm dicke Goldschicht dient.

Der eutektische Rahmen, der während des Bondes zwischen Siliziumdeckel und Keramikgehäuse platziert wird, wurde auf sein atomares Mischungsverhältnis untersucht. Dieses stellt eine wichtige Grundlage für die Wahl der späteren Bond-Prozessparameter dar.

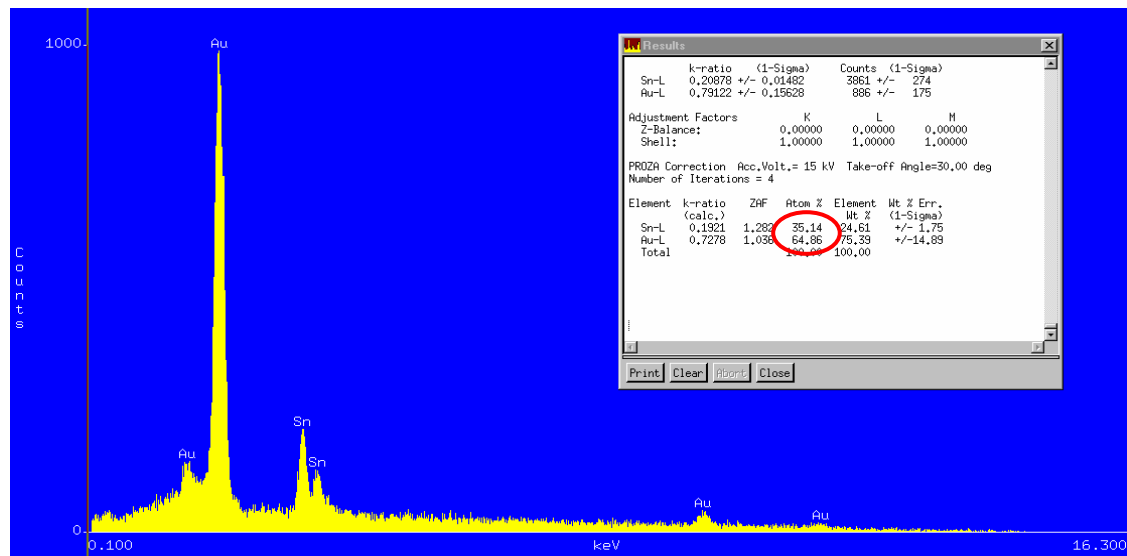


Abbildung 9.3 - Schmelzverhalten und Phasenentstehung bei einer Gold-/Zinn-Legierung

Abb. 9.3 zeigt das Ergebnis einer EDX-Analyse an dem eutektischen Rahmen. Nach der Analyse besteht die Gold / Zinn-Legierung aus einem Mischungsverhältnis von 64,86% Gold/35,14% Zinn.

Somit liegt das atomare Mischungsverhältnis der Au-/Sn-Legierung in der Nähe des eutektischen Punktes, das mit 70,4% Gold / 29,6% Zinn angegeben wird.

Der Vorteil des eutektischen Punktes (siehe Abb. 9.2) liegt in einer geringen Schmelztemperatur ($T_S=280^\circ\text{C}$) und der guten mechanischen Eigenschaften des Materials [63]. Da ein CMOS-Wafer Temperaturen von über 300°C nur für eine geringe Zeit ausgesetzt werden darf, sollte die Bond-Prozesstemperatur möglichst gering sein.

Das Schmelzen des eutektischen Rahmens ist notwendig, um eine Benetzung der Au-/Sn-Legierung mit dem Goldrahmen zu gewährleisten und somit den Diffusionsprozess der Goldatome zu beschleunigen.

In Abb. 9.4 ist ein Phasendiagramm dargestellt, das die Schmelztemperatur in Abhängigkeit des atomaren Verhältnisses beider Materialien angibt.

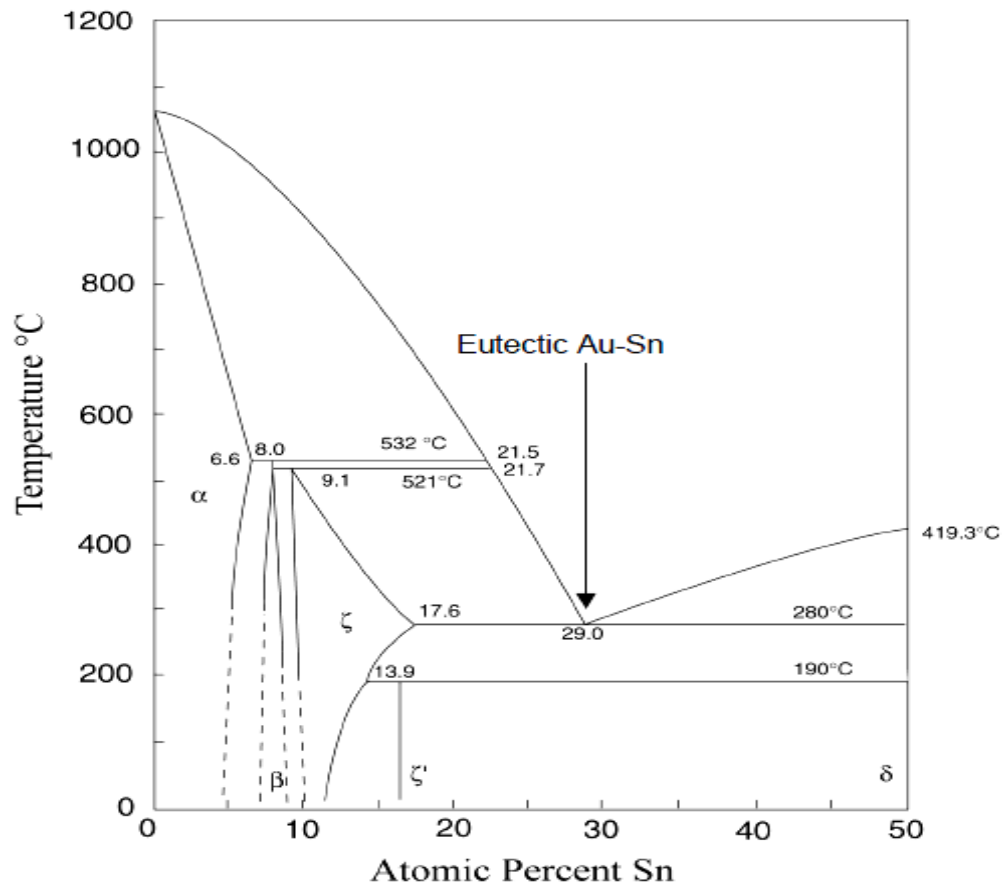


Abbildung 9.4 - Schmelzverhalten und Phasenentstehung bei einer Zinn-Gold-Legierung [64]

Zur Untersuchung des Schmelzverhaltens und der sich daraus ergebenden Legierung, wurden zwei Siliziumdeckel mit dem sich dazwischen befindlichen eutektischen Rahmen gebondet. Abb. 9.5 zeigt das Temperatur-Zeit-Profil, das für diesen Versuch verwendet wurde.

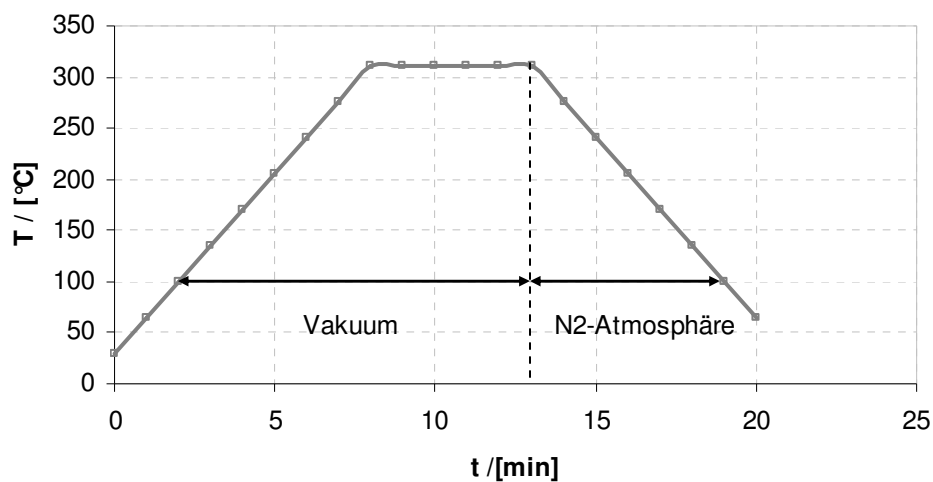


Abbildung 9.5 – Temperatur / Zeitprofil des Bondprozesses

Zu Beginn des Prozesses wird in einem Vakuumofen ein Vakuum von 2×10^{-3} mbar aufgebaut, um eine mögliche Korrosion der Metalle im darauf folgenden Heizschritt zu verhindern. Anschließend wird eine Temperaturrampe bis 310°C gefahren. Diese Temperatur wird für 5min aufrecht erhalten, um möglichst alle Diffusionsprozesse des Bondes zu vollenden. Im letzten Schritt wird der Ofen mit Stickstoff auf 60°C abgekühlt.

Abb. 9.6 zeigt den Querschnitt der Siliziumdeckel/eutektischer Rahmen/Siliziumdeckel-Verbindung.

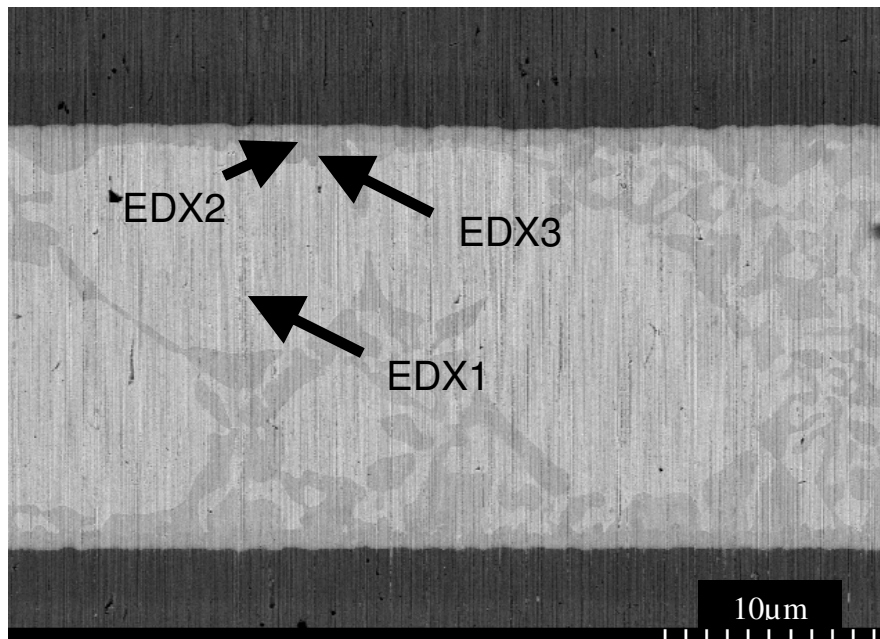


Abbildung 9.6 – REM-Aufnahme von zwei gebondeten Siliziumdeckeln

Abb. 9.6 zeigt, dass sich die Au-/Sn-Legierung erfolgreich mit den beiden Siliziumdeckel-Rahmen verbunden hat. Es sind keine Löcher oder Risse in der Verbindung zu erkennen, die eine Entweichung des Vakuums bewirken könnte. EDX-Messungen an drei vom Kontrast unterschiedlich ausgeprägten Bereichen (EDX 1-3) lassen einen Rückschluss auf die verschiedenen Au/Sn-Phasen in der Verbindung zu.

Die EDX-Analyse an der Stelle 1 (siehe Abb. 9.6) ergibt ein Mischungsverhältnis von 82,9% Gold / 17,1 % Zinn. Die Legierung befindet sich nach dem Phasendiagramm in Abb. 9.4 in einer ζ' -Phase.

Abb. 9.7 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der in Abb. 9.6 dargestellten Verbindung, mit den Positionen der EDX-Messungen EDX2 und EDX3.

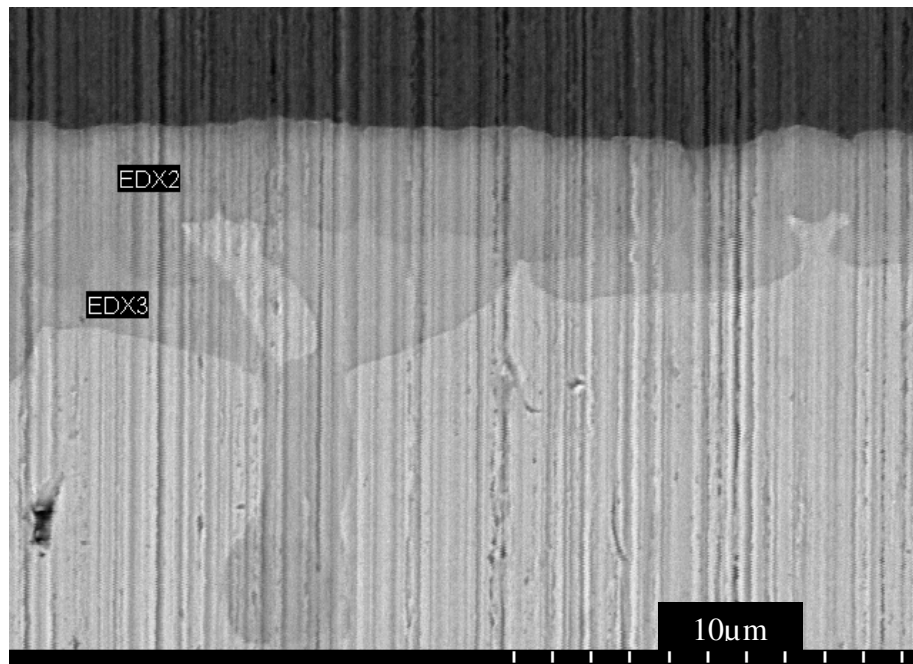


Abbildung 9.7 – REM-Aufnahme der Grenzfläche zwischen der Nickel-Schicht und der Au-/Sn-Legierung

Die Analyse EDX2 ergibt, dass an dieser Position eine Ni-Au-Sn-Legierung vorhanden ist. Diese wird an den meisten Stellen (EDX 3) der Probe von einer Au/Sn-Legierung umgeben, die sich in der δ -Phase befindet (51,75% Au /48,25% Sn). Zusätzlich wird die δ -Phase von einer ζ' -Phase (EDX1) umgeben. An Stellen, wo die Ni-Au-Sn-Legierung an die ζ' -Phase grenzt, fällt die Ausbildung der Ni-Au-Sn-Legierung geringer aus, als an Stellen, wo die δ -Phase an die ζ' -Phase grenzt. Somit stellt die ζ' -Phase der Au/Sn-Legierung eine Diffusionsbarriere für das Nickel dar. Ähnliche Phasenbildungen wurden in [65] beobachtet. Für das Vakuum-Packaging bringt das Ausbilden mehrerer Phasen in der Legierung allerdings keinen Nachteil, da die Phasen keine Risse oder Löcher in dem Material verursachen.

Für den Bondprozess des gesamten Vakuumgehäuses nach Abb. 9.1 wird folgendes Temperatur-Zeitprofil verwendet (Abb. 9.8).

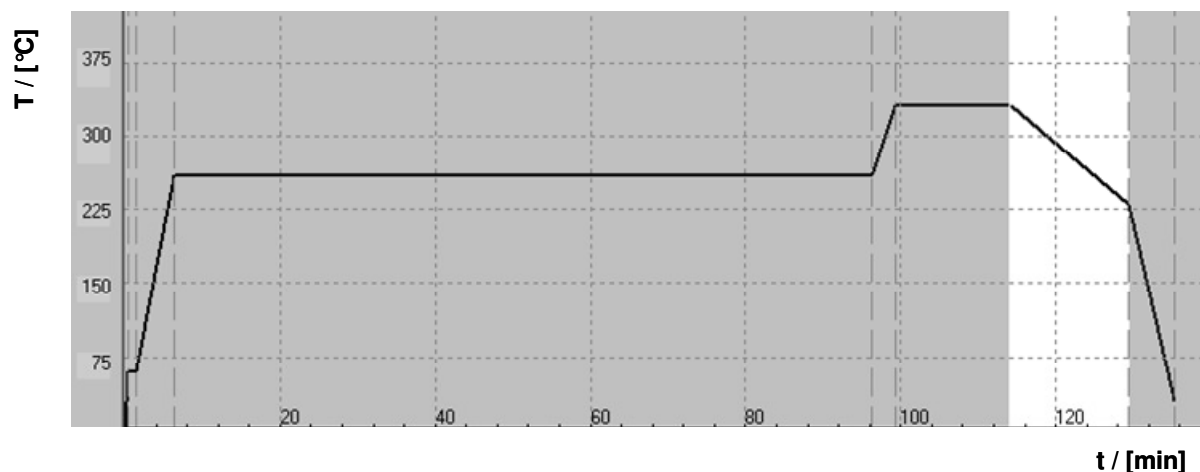


Abbildung 9.8 – Prozessverlauf bei der Herstellung des Vakuum-Packagings

Die ersten Schritte des Bondprozesses beinhalten einen Vakuumschritt mit anschließender Stickstoffspülung (2min). Dadurch wird gewährleistet, dass die sich im Package befindlichen Gase durch den Stickstoff aus der Kavität gespült werden.

Im darauf folgenden Schritt wird das Package etwa 90 min, einer Temperatur von 260°C bei einem Vakuum von 2×10^{-3} mbar ausgesetzt. Mit diesem Schritt wird versucht, im Silizium gebundene Atome ($H_{2-Atome}$), die in dem Schichtsystem des Siliziumchips eingefangen sind, auszudiffundieren.

Anschließend wird die Temperatur auf 330°C für 15 min angehoben, um den Bond zu vollziehen. Die hohe Temperatur ist erforderlich, um die Au/Sn-Legierung zu schmelzen und somit eine gute Benetzung und Diffusion zu erreichen.

Zum Abschluss des Bondvorganges wird die Probe abgekühlt.

Zur Überprüfung des sich im Package befindlichen Vakuums wurde in einem Vorversuch ein Draht aus Platin mit den Bondpads, die sich in der Kavität des Packages befinden, mittels eines Ultraschall-Wedge-Wedge-Bondes [66] elektrisch verbunden. Mit einer 4-Punkt-Messung konnte anschließend der Widerstand des Platindrahtes präzise gemessen werden.

Wird ein konstanter Strom an den Platindraht angelegt, so erwärmt sich dieser aufgrund der eingepägten Leistung.

Diese Wärme wird dann an die Umgebung abgegeben, so dass sich nach einiger Zeit ein stabiler Zustand aus eingepägter Leistung und der Erwärmung des Drahtes einstellt.

Wird aber der Draht unter Vakuum betrieben, so kann es seine Wärme nicht mehr an die Umgebung abgeben. Diese führt zu einer noch stärkeren Erwärmung des Drahtes. In diesem Fall kann der Draht die entstehende Wärme nur noch über seine Kontakte zum Gehäuse abgeben. Abb. 9.9 zeigt die Messung des Widerstandes R des Platindrahtes in Abhängigkeit vom Druck P . Die Messung wurde in einer Vakuumkammer durchgeführt, deren Druck variabel einstellbar war.

An den Draht wurde ein Strom von 100mA durchgeschickt.

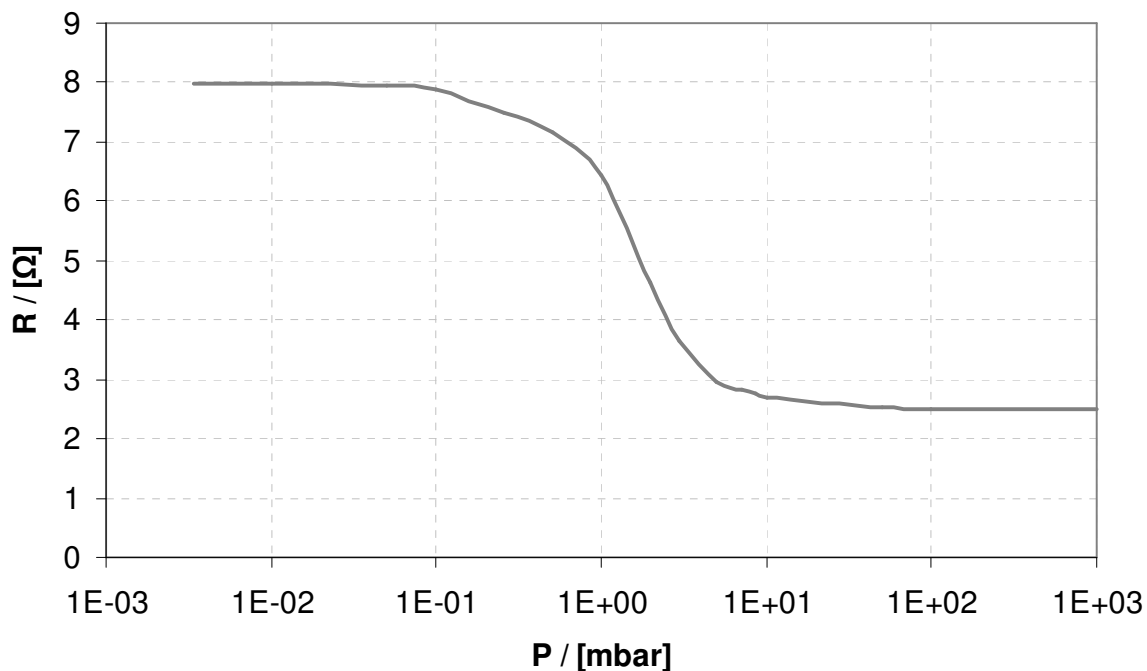


Abbildung 9.9 – Verlauf des Widerstandes R des Platindrahtes als Funktion des Druckes P

Aus Abb. 9.9 ist zu entnehmen, dass der Widerstand bei Drücken größer als 10mbar, in Sättigung geht. Der Grund liegt in der durch die sich in der Umgebung befindlichen Moleküle, die die Wärme des Drahtes schnell abtragen können. Bei Drücken kleiner als 0,1mbar kommt es ebenfalls zu einem Sättigungseffekt. In diesem Bereich wird die Wärme des Drahtes, wie weiter oben erwähnt, nur noch über die Kontakte zum Vakuumgehäuse abgegeben. Die hier durchgeführte Methode zur Untersuchung des Vakuums gibt also keine Auskunft über das Vakuum unterhalb von 0,1mbar. Es ist aber ein gutes Mittel, um zu überprüfen ob, prinzipiell ein Vakuum im Package vorhanden ist.

Anschließend an die Widerstandsmessung ist der Bondprozess, wie in Abb. 9.8 beschrieben, durchgeführt worden.

Zur Überprüfung des Vakuums wurde der Widerstand des Platindrahtes erneut gemessen. Das Vakuum-Package wird in einer Druckkammer einem Überdruck von bis zu 5bar ausgesetzt. Dieser Test stellt einen Belastungstest des Vakuum-Package dar, dessen Ergebnis aus Abb. 9.10 entnommen werden kann.

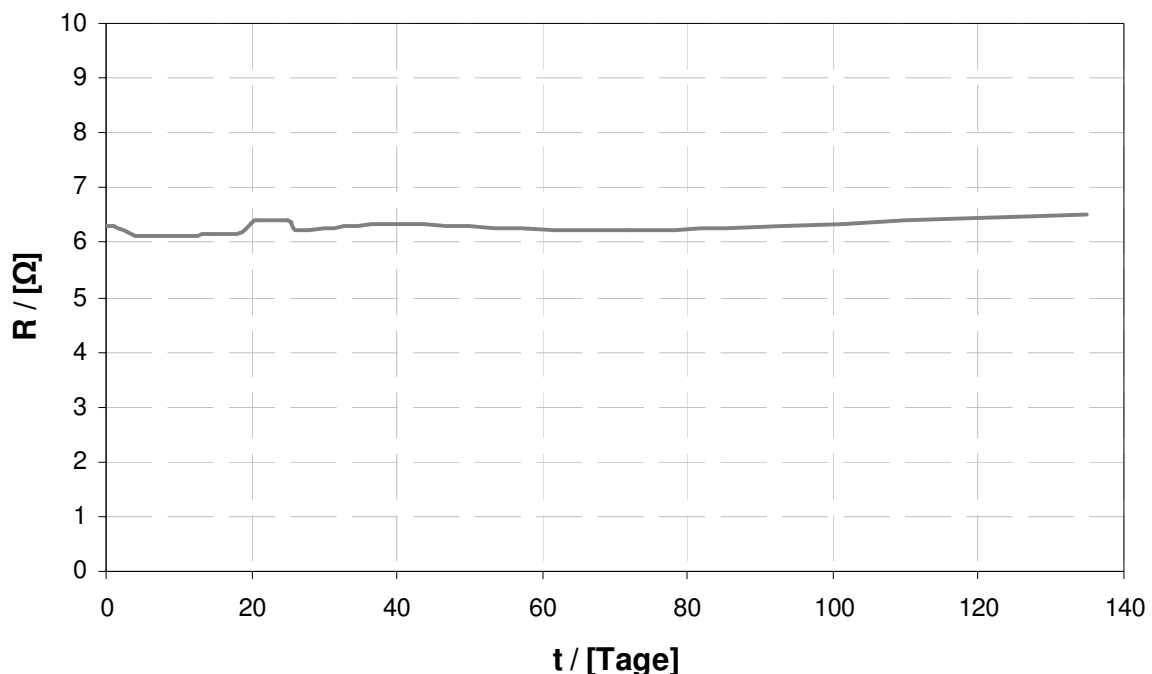


Abbildung 9.10 – Langzeitbelastungstest des Vakuum-Packagings

Aus Abb. 9.10 kann man entnehmen, dass der Widerstand des Platindrahtes nahezu unverändert seinen Wert beibehält und somit im Package-Inneren ein Druck von höchstens 1,2mbar besteht.

Somit konnte gezeigt werden, dass das Vakuum-Package für die Bolometerstruktur geeignet ist, wobei der Einbau eines Gettermaterials zur weiteren Verbesserung des Vakuums führen könnte.

Eine weitere Möglichkeit das Vakuum innerhalb der Kavität zu bestimmen, ist die Untersuchung mit einem Heliumlecktest. Es wurde ein Heliumlecktest am Vakuum-Package zur Bestimmung der Leckrate durchgeführt. Allerdings konnte keine eindeutige Aussage über die Leckrate des Packages gemacht werden, da die Sensitivität des Massenspektrometers für diese Messung nicht ausreichte. Dies führt zu der Annahme, dass das Vakuum-Package eine sehr geringe Leckrate besitzt.

10 Elektrisches und thermisches Verhalten der Diodenbolometer

In diesem Kapitel sollen zunächst unterschiedliche Varianten von Diodenbolometern vorgestellt werden, bevor auf die Messung und Modellierung des thermischen und elektrischen Verhaltens eines Diodenbolometers eingegangen wird.

Das Hauptaugenmerk soll hier auf SOI-PiN-Dioden gelegt und der Einfluss der Länge des intrinsischen Bereiches auf das Strom-Spannungsverhalten, das Temperaturverhalten und das Rauschverhalten untersucht werden.

10.1 Bolometer-Teststrukturen

Zur Untersuchung des Einflusses der Geometrie auf das elektrische und thermische Verhalten eines Diodenbolometers wurden unterschiedliche geometrische Varianten von Dioden hergestellt.

Die hergestellten Teststrukturen wurden in Form von SOI-PiN-Dioden gefertigt, deren Aufbau sehr den zukünftigen Bolometermembranen ähnelte.

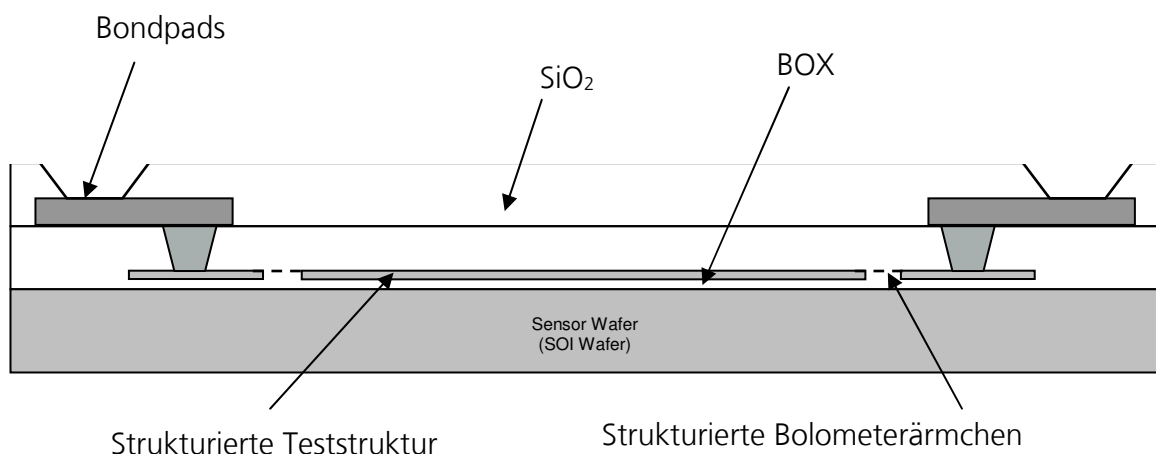


Abbildung 10.1 - Schematischer Aufbau einer Bolometer-Teststruktur

In Abb. 10.1 ist der Querschnitt einer solchen Teststruktur dargestellt. Zur Kontaktierung der Teststruktur wurden Bondpads hergestellt.

Die Pixelgröße der Strukturen betrug $25\mu\text{m} \times 25\mu\text{m}$.

Um sicher zu stellen, dass technologische Herstellungsunsicherheiten, wie z.B. die Justiergenauigkeit bei der Lithographie, kompensiert werden, wurde zwischen jeder Ebene ein Abstand von $0,6\mu\text{m}$, $0,8\mu\text{m}$ bzw. $1\mu\text{m}$ eingebaut. Gleichzeitig wies die Strukturbreite der Struktur, wie z.B. die Breite der Bolometerstege, dieselbe Abmessung, wie der Abstand, also $0,6\mu\text{m}$, $0,8\mu\text{m}$ bzw. $1\mu\text{m}$, auf.

Abb. 10.2 zeigt die Bolometerteststruktur mitsamt den Bolometerstegen, deren Breite je nach Layout $0,6\mu\text{m}$, $0,8\mu\text{m}$ bzw. $1\mu\text{m}$ betrug.

Links unten und rechts oben befindet sich das Kontaktsilizium, das als Kontaktfläche zwischen dem TiN-Film und dem Metall, das zum CMOS-Wafer führt, dient.

Des Weiteren ist die Breite w des pn-Überganges in Abb. 10.2 eingezeichnet. Bei den pin-Dioden wurde auch die Länge l des intrinsischen Bereiches variiert.

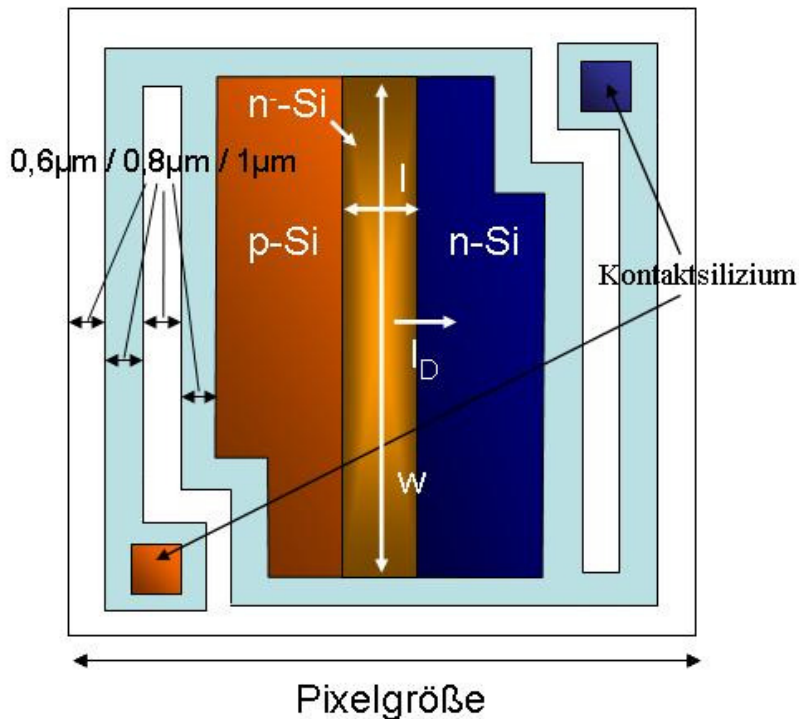


Abbildung 10.2 – Geometrischer Aufbau einer Pin-Dioden-Teststruktur

Folgend wurden Dioden gefertigt, deren pn-Übergänge quer zur Stromflussrichtung liegen, um die Breite w des Überganges zu vergrößern. Diese Dioden werden als Querdioden bezeichnet. Dioden, deren pn-Übergänge senkrecht zur Stromflussrichtung liegen, werden nachfolgend als Längsdioden bezeichnet. Abb. 10.3 zeigt die verschiedenen Varianten der gefertigten Dioden.

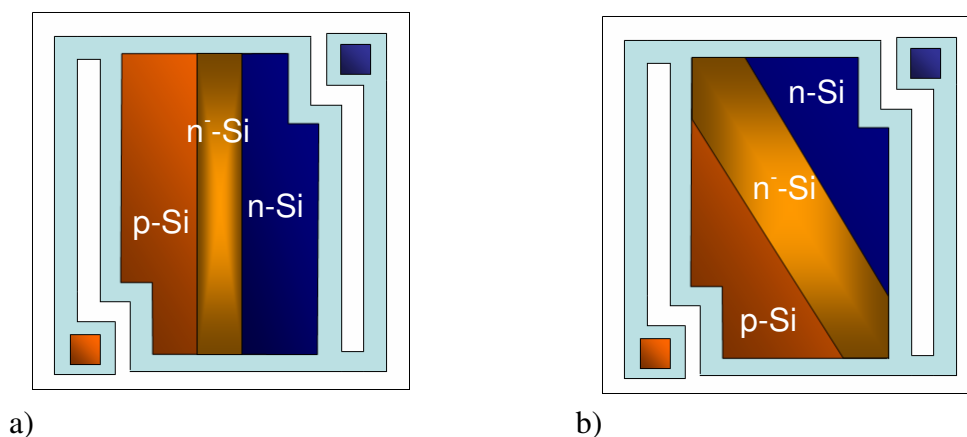


Abbildung 10.3 - Schematischer Aufbau eines (a) Längs-Pindioden (b) Quer-Pindioden-Teststruktur

Zusätzlich zu den unterschiedlichen Geometrien und Varianten der Dioden wurden zwei unterschiedliche Implantationskonzentrationen gewählt.

Bei der ersten Variante wurde für den n-Bereich eine Phosphor-Dotierstoffkonzentration von $7 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ mittels Ionenimplantation erreicht. Die Bor-Dotierstoffkonzentration betrug

$7 \times 10^{19}/\text{cm}^3$. Bei der zweiten Variante wurde die Implantationsdosis um einen Faktor 1/100 geringer gewählt, sodass hier die Phosphor-Dotierstoffkonzentration bei $7 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ und die Bor-Dotierstoffkonzentration bei $7 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ lag.

Abb. 10.4 zeigt das Strom-Spannungsverhalten der beiden Varianten baugleicher Dioden, L(Längsdiode)_1 μ (Länge des intrinsischen Bereiches)_1(technologische Strukturbreite) mit unterschiedlicher Dotierung.

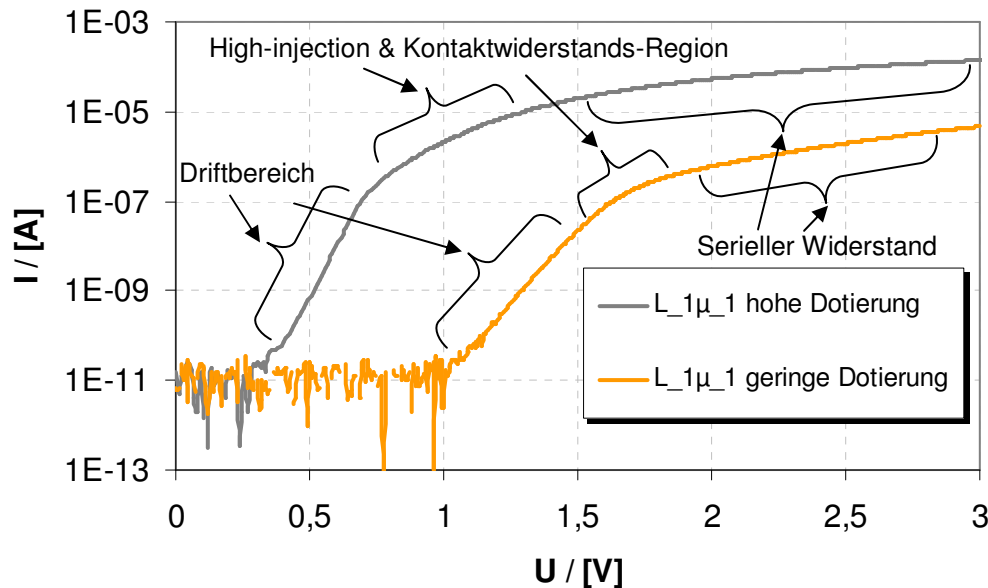


Abbildung 10.4 -Strom-Spannungscharakteristik von zwei Bolometer-Teststrukturen mit unterschiedlicher Dotierung

Die erste Variante zeigt im Driftbereich ein nahezu ideales Verhalten. Wie Gl. 4.21 zu entnehmen ist, sollte aber die Diffusionsspannung und somit auch die gesamte Diodenkennlinie bei geringerer Dotierstoffkonzentration zu geringeren Spannungen tendieren. Allerdings kann man erkennen, dass dies für die niedrigdotierte Diode (2te Variante) offenbar nicht gilt.

Vermutet wird, dass es sich hier um einen in Reihe geschalteten, nichtlinearen Kontaktwiderstand handelt, der dieses diodenähnliche Verhalten verursacht. Dieser Kontaktwiderstand kann zwischen TiN und Silizium in der Teststruktur entstehen (siehe Abb. 8.6). Das Metall bildet mit dem Silizium einen Schottky-Übergang mit stärker ausgeprägten Diodenverhalten bei niedriger Dotierung des Halbleiters. Je höher die Dotierung des Siliziums ist, desto geringer sollte das Diodenverhalten des Kontaktes ausfallen, so dass dieses Verhalten bei höher dotierten Dioden erst zu höheren Strömen hin sichtbar wird und nicht das ganze Diodenverhalten dominiert, wie es bei der niedrigdotierten Diode der Fall ist.

In Abb. 10.5 ist das Modell eingezeichnet, das das Verhalten niedrigdotierten Diode erklären soll.

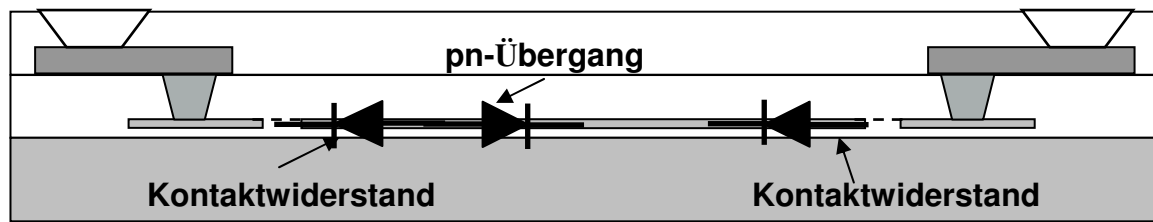


Abbildung 10.5 – Modell einer niedrigdotierten Bolometer-Teststruktur

Durch den diodenähnlichen Kontaktwiderstand, der sich an der Grenzfläche zwischen TiN und dem niedrigdotierten Silizium einstellt, entsteht eine Reihenschaltung aus drei Dioden.

Hierbei sind die Kontaktdioden in Sperrrichtung geschaltet.

Wird eine positive Spannung an das Bauelement angelegt, so wird der pn-Übergang in Vorwärtsrichtung betrieben. Allerdings wird der Strom nur durch die in Sperrrichtung betriebenen Kontaktdioden definiert, da sie den größten Widerstand in dieser Konstellation darstellen.

Die in Sperrrichtung betriebenen Dioden besitzen aufgrund des Avalanche Effekts oder Zener-Effekts eine exponentielle Abhängigkeit des Stromes.

In [67] wurde der Kontaktwiderstand zwischen einem n-dotierten Silizium und einer dünnen TiN-Schicht in Abhängigkeit von dem Substratwiderstand bzw. der Dotierstoffkonzentration untersucht. Es zeigte sich, dass mit steigender Dotierstoffkonzentration (schon ab einer Ladungsträgeranzahl der Donatoren N_D von $5.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) der Kontaktwiderstand ein ohmsches Verhalten aufzeigt. Hierbei wurde ein Kontaktwiderstand von $1 \times 10^{-2} \Omega \text{ cm}^2$ gemessen. Bei unseren Kontakten von $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ würden wir bei einer Ladungsträgeranzahl der Donatoren von $5.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ einen Kontaktwiderstand von $250 \text{ k}\Omega$ erhalten.

Da aber die geringste Ladungsträgeranzahl der Donatoren die in dieser Arbeit verwendet wurde bei $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ lag, ist der hier beschriebene Effekt für unser Bauelement vernachlässigbar.

Eine andere und auch die wahrscheinlichere Erklärung für das DC-Verhalten der niedrigdotierten Diode findet sich im Feldeffekt wieder, wie er aus einer MOS- (Metall-Isolator-Halbleiter) Struktur bekannt ist. An der Grenzfläche zwischen dem aktiven Silizium und dem SiO_2 des SOI-Wafers bildet sich eine positive, feste Flächen-Ladungsträgerdichte aus, deren Wert typischerweise bei $2 \times 10^{10} / \text{cm}^2$ liegt [11]. Dieser Wert liegt in der Größenordnung der Majoritätsladungsträger in der Schicht des p-dotierten Siliziums bei einer Bor-Dotierstoffkonzentration von etwa $7 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ und einer Siliziumdicke von ca. 200nm. Je nach Dotierung des Halbleiters kann die Grenzflächenladung zu einer Verarmung an Majoritätsladungsträgern im Material führen, wie es aus der herkömmlichen MIS-Bauelementen (Metall Isolator Halbleiter Struktur) bekannt ist [11]. In [68] wird gerade dieser Effekt, der die Verschiebung der Schwellenspannung einer Diode zur Folge hat in Abhängigkeit von der Grenzflächenladung dargestellt.

Bedingt durch die Verarmung an Ladungsträgern im p-dotierten Silizium, bildet sich eine np⁻-Diode aus. Die geringe Anzahl an Ladungsträgern im p-dotierten Silizium in Kombination mit der Grenzflächenladung, bewirkt eine geringe Anzahl an Minoritätsladungsträgern, die zum Diodenstrom beitragen. Aus diesem Grund ist wie in Abb. 10.4 dargestellt auch bei Spannungen bis 1V kaum ein Stromfluss erkennbar. Erst zu höheren Spannungen hin erhöht sich der Strom exponentiell. Eine Erklärung dafür kann in dem Effekt, der als „short channel effect“ bekannt ist, gefunden werden. Hierbei wird dieser Effekt in unterschiedliche Ursprungseffekte unterteilt, wobei die Stoßionisation aufgrund der hohen Feldstärken, die im Bauelement mit geringen Abmessungen auftreten, den für diese Betrachtung wichtigsten

Effekt darstellt. Die Stoßionisation ist, wie aus dem Avalanch-Effekt bekannt, von der Dotierstoffkonzentration abhängig. Wird die Dotierstoffkonzentration erhöht, so hat dies eine Verringerung der Durchbruchspannung zur Folge [69]. Dieses Phänomen konnte auch in dieser Arbeit beobachtet werden.

Da sich aber die niedrigdotierte Diode für eine Verwendung als Diodenbolometer aufgrund der hohen Leistung, die notwendig wäre, um diese zu betreiben nicht eignet, soll im weiteren Verlauf dieses Kapitels nur noch auf die erste, hochdotierte Variante der Teststrukturen eingegangen werden. Die niedrigdotierte Diode soll nur zu Vergleichszwecken, wie z.B. im Falle der Rauschcharakteristik, herangezogen werden.

10.2 Temperaturverhalten der Teststrukturen

In diesem Kapitel soll das Temperaturverhalten der Teststrukturen anhand des in Kapitel 4.5 aufgestellten Modells modelliert und untersucht werden.

Als erstes soll das DC-Temperaturverhalten einer Längs-Pindiode mit einer Länge des intrinsischen Bereiches von $1\mu\text{m}$ betrachtet werden ($L_{1\mu_0,6}$).

Das Temperaturverhalten wurde in einer Temperatorkammer untersucht, wobei auf einer Platine, die sämtliche in einem DIL-Gehäuse befindlichen Teststrukturen beinhaltet, ein PT1000 integriert wurde, um eine möglichst genaue Temperaturbestimmung zu erhalten. Zusätzlich wurde die ganze Platine in eine mit Luftpolstern umhüllte Papierbox verpackt, um mögliche Fluktuationen der Temperatur zu vermeiden. Nach jeder Erhöhung der Kammertemperatur wurde eine Wartezeit von 30 min eingelegt, damit sich ein stabiler Temperaturzustand in der Papierbox und auch dem DIL-Gehäuse einstellt. Anschließend wurden die Messungen mit einem Semiconductor Parameter Analyzer (HP 4155) durchgeführt.

Das Ergebnis der Messung einer $L_{1\mu_0,6}$ -Diode ist in Abb. 10.6 dargestellt.

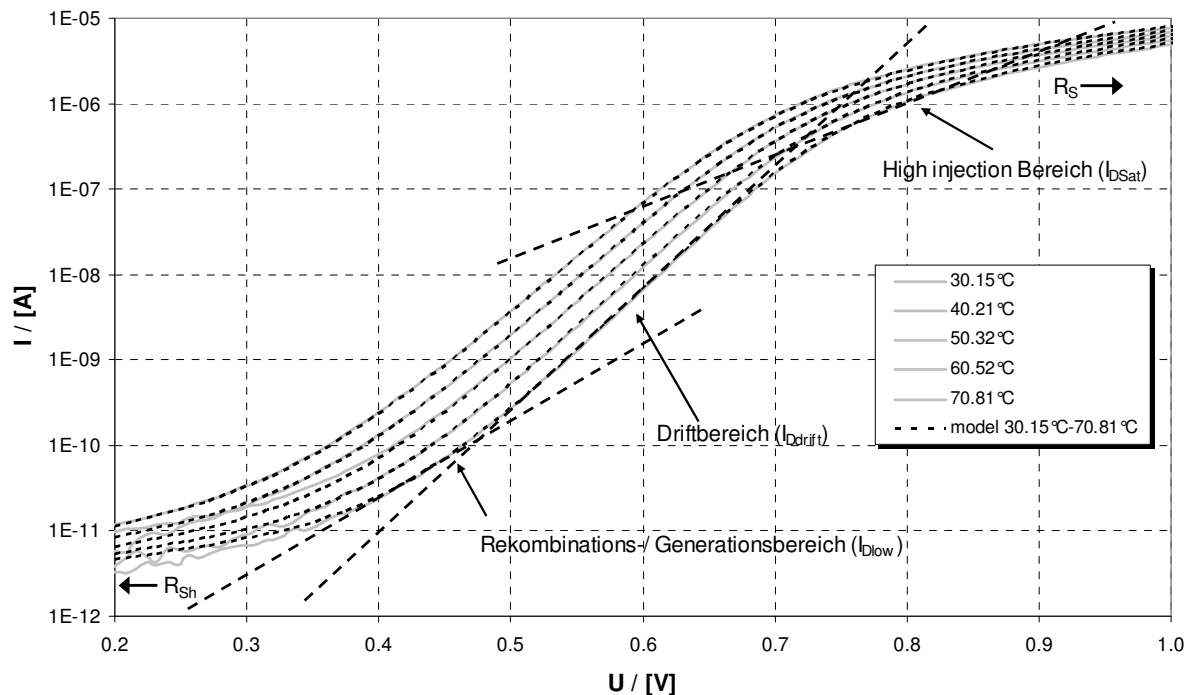


Abbildung 10.6 - modellierte Temperatur-Strom-Spannungscharakteristik einer L_{1μ}0,6-Diode

Die in Abb. 10.6 dargestellte Strom-Spannungskennlinie zeigt die gemessene und die mit dem Modell angepasste Diodekennlinie.

Die Temperatur wurde von 30°C bis auf 70°C in der Temperaturkammer erhöht, mit einem Steigerungsintervall von 10°C.

Es ist ersichtlich, dass die Diodenkennlinie erst ab einem Strom von 1×10^{-11} A gut modellierbar ist. Unterhalb dieses Stromes ist der Einfluss des Rauschens erkennbar, sodass die Modellierung in diesem Bereich nicht möglich wird.

Allerdings wird der Einfluss des „Generations- / Rekombinations“-Bereiches und des parallelen Widerstandes bei diesen Strömen sichtbar. Die Steigung der Kennlinie verringert sich und der Idealitätsfaktor steigt auf einen Wert von $n_{low}=2$ in diesem Gebiet an. Dieser Wert ist mit dem in der Literatur [14] vergleichbar. Der Einfluss der Generation / Rekombination scheint hier also sehr groß zu sein. Dies ist nicht sehr verwunderlich, da die Fläche des pn-Übergang der SOI-Diode im Vergleich zur Si/SiO₂-Grenzfläche sehr gering ist. Diese Grenzflächen können aufgrund von Defekten im Atomgitter zu den im Kapitel 5.1.3 genannten „Traps“ führen, bei denen Ladungsträger eingefangen oder freigesetzt werden können (Rekombination / Generation).

Im Driftbereich hat die Diode eine nahezu ideale Charakteristik mit einem Idealitätsfaktor von $n_{Drift}=1,1$.

Ab einem Strom von 100nA dominieren Sättigungseffekte den Diodenstrom mit einem Idealitätsfaktor von $n_{Sat}=8$. Dieser Wert ist höher, als in Kapitel 4.4.3 mit $n_{Sat}=2$ angegeben, wird allerdings für SOI-Strukturen in [70] auch als höher dargestellt. Der serielle Widerstand konnte bei höheren Spannungen mit $R_S=16k\Omega$ extrahiert werden, wie aus Abb. 10.7 zu entnehmen ist.

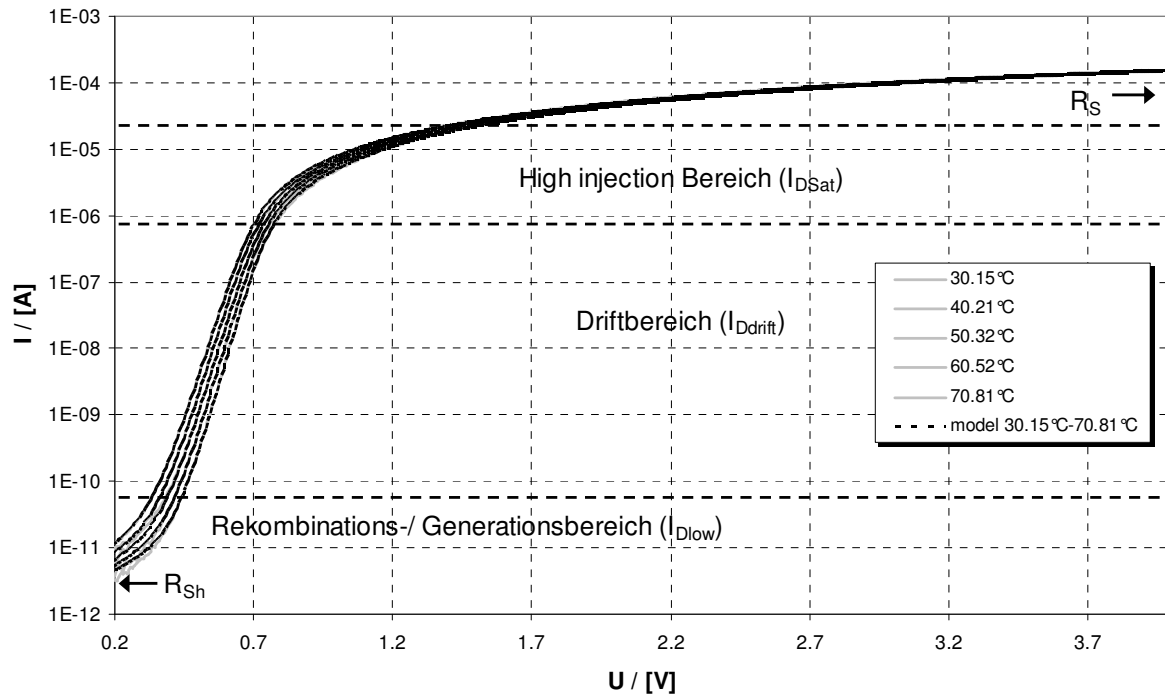


Abbildung 10.7 - Temperatur-Strom-Spannungscharakteristik einer L_{1μ}_{0,6}-Diode zur Bestimmung des seriellen Widerstandes

Der theoretische serielle Widerstand, der aufgrund der Bolometerstege mit einer 7nm dicken TiN-Schicht entsteht, wurde zu 20kΩ bestimmt. Der extrahierte Wert kommt dem theoretischen Wert sehr nahe, da aufgrund von technologischen Schwankungen die Dicke der TiN-Schicht durchaus geringer ausfallen kann, als angenommen. Der Bahnwiderstand dieser hochdotierten Diode betrug auf der n-dotierten Seite des Siliziums ca. 70Ω/□ und auf der p-dotierten Seite ca. 380Ω/□. Der Bahnwiderstand kann damit im Vergleich zum seriellen Widerstand der Bolometerstege vernachlässigt werden.

Tabelle 4 fasst die extrahierten Parameter der Diode L_{1μ}_{0,6} zusammen.

L _{1μ} _{0,6}	T.-Koeffizient x_y	Konstante K_x [A]	Idealitätsfaktor n_x	Spannungsbereich [V]
R-/G-Bereich	3	$4,00 \times 10^{-15}$	2	0,2-0,4
Drift-Bereich	3	$3,40 \times 10^{-18}$	1,1	0,4-0,7
High-injection-Bereich	3	$5,70 \times 10^{-6}$	8	0,7-1,4
serieller Widerstand	-	-	-	1,4....

Tabelle 4 – extrahierte DC-Parameter einer L_{1μ}_{0,6}-Diode

In Tab. 4 stellt x_y , wie bereits in Kapitel 4 erläutert, eine materialabhängige Konstante für den jeweiligen Arbeitspunktbereich (x_{low} , x_{drift} , x_{sat}) der Diode dar. Der Wert $x_y=3$, der hier angepasst wurde, stimmt mit dem Wert von Silizium sehr gut überein [11]. Der Idealitätsfaktor n_x stellt in Tab.4 den arbeitspunktabhängigen Idealitätsfaktor dar. Im Rekombinations-/Generationsbereich wurde der Idealitätsfaktor n_{low} zu 2 bestimmt. Auch das stimmt mit dem theoretischen überein [11]. Im Driftbereich arbeitet die Diode mit einem Idealitätsfaktor von $n_{drift}=1,1$ nahezu ideal. Zu höheren Strömen hin, besitzt die Diode einen

Idealitätsfaktor n_{Sat} von 8, der aufgrund der in Kapitel 4 erwähnten Sättigungseffekte zu erklären ist.

Die Konstante K_x stellt eine arbeitspunktabhängige Konstante dar. Wie aus Tab. 4 zu entnehmen ist die Konstante K_{low} und etwa 9 Größenordnungen kleiner, als bei im Sättigungsbereich K_{Sat}

Auf dem ersten Blick ist das erstaunlich, kann aber mit der proportionalen Abhängigkeit der Konstanten K_x von dem Diffusionskoeffizienten D_p / D_n der freien Ladungsträger, der wiederum von der Beweglichkeit abhängt, erklärt werden. Hierbei wird zu höheren, an der Diode angelegten Spannungen hin, ein höheres elektrisches Feld erzeugt, das die Beweglichkeit der Ladungsträger erhöht [11] und somit auch die Konstante K_{Sat} .

Einen weiteren, durchaus höheren Einfluss auf den Wert der Konstante K_x besitzt die Lebensdauer der freien Ladungsträger τ_n / τ_p , die zu höheren Arbeitspunkten der Diode hin um Größenordnungen variieren kann. Im high-injection Bereich wird die Lebensdauer der freien Ladungsträger τ_n mit $3 \times 10^{-10} \text{ sec}$ und τ_p mit $8.4 \times 10^{-10} \text{ sec}$ angegeben [11]. Im Rekombinations- und Generationsbereich wird die effektive Lebensdauer der freien Ladungsträger τ_0 mit $1 \times 10^{-7} \text{ sec}$ angegeben [71]. Auch [72] bestätigt die hohe Abhängigkeit der effektiven Lebensdauer der freien Ladungsträger τ_0 von der Stromdichte in einer p^+n^- -Diode. Zu kleineren Stromdichten hin erhöht sich die effektive Lebensdauer der freien Ladungsträger τ_0 um Größenordnungen. Es zeigt sich noch eine starke Abhängigkeit der Geometrie, die aufzeigt, dass mit zunehmenden Geometrieabmessungen, die effektive Lebensdauer der freien Ladungsträger τ_0 auch zunimmt. Somit können Werte für τ_0 erreicht werden, die durchaus um Größenordnungen höher als $1 \times 10^{-7} \text{ sec}$ sind und somit auch die Konstante K_x um Größenordnungen beeinflusst werden kann.

Allerdings ist eine genaue, quantitative Bestimmung der Konstanten K_x in den jeweiligen Arbeitspunktbereichen nicht möglich, da diese von zu vielen Parametern abhängt, die hier unbekannt sind und die Bestimmung dieser Parameter den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

Um die Genauigkeit dieses Modells zu überprüfen, wird an dieser Stelle die prozentuelle Abweichung des gemessenen (I_{Dexp}) zum modellierten Diodenstrom (I_{Dtheor}) bestimmt:

$$\text{prozentuelle Abweichung} = [(I_{\text{Dexp}} - I_{\text{Dtheor}}) / I_{\text{Dexp}}] \times 100.$$

Abb. 10.8 zeigt die prozentuelle Abweichung des Diodenstromes bei der $L_{1\mu}0,6$ -Diode in einem Temperaturbereich von 30°C - 70°C

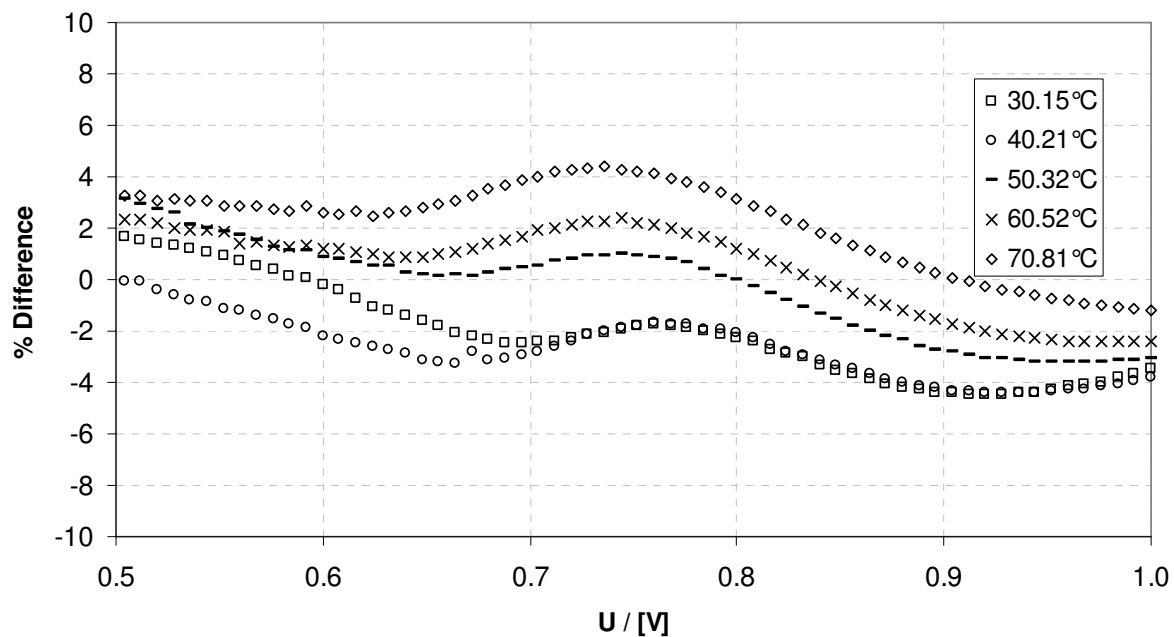


Abbildung 10.8 Prozentuelle Abweichung des gemessenen (I_{Dexp}) zum modellierten Diodenstrom (I_{Dtheor})

Es zeigt sich, dass in einem Temperaturbereich von 30 °C-70 °C und einem Strombereich von 1×10^{-10} A – 1×10^{-5} A die prozentuelle Abweichung des gemessenen zum modellierten Strom weniger als ± 5 % beträgt.

Somit ist es mit dem vorgestellten Modell möglich, den Temperaturkoeffizienten α_{Diode} der Diode relativ genau numerisch zu berechnen.

Das Ergebnis der Berechnung kann Abb. 10.9 entnommen werden. Hierbei wurde der Temperaturkoeffizient α_{Diode} für verschiedene Temperaturen berechnet. Sein Maximum erreicht der Temperaturkoeffizient im Driftbereich, der sich mit steigender Temperatur zu kleineren Spannungen hin verlagert. Zusätzlich verringert sich das Maximum mit steigender Temperatur. Rechts vom Maximum wird der Temperaturkoeffizient α_{Diode} kleiner, da die Diode vom Driftbereich in den Kontaktwiderstands- und Sättigungsbereich wechselt. Schließlich scheint der Temperaturkoeffizient aufgrund des seriellen Widerstandes einen Sättigungszustand zu erreichen.

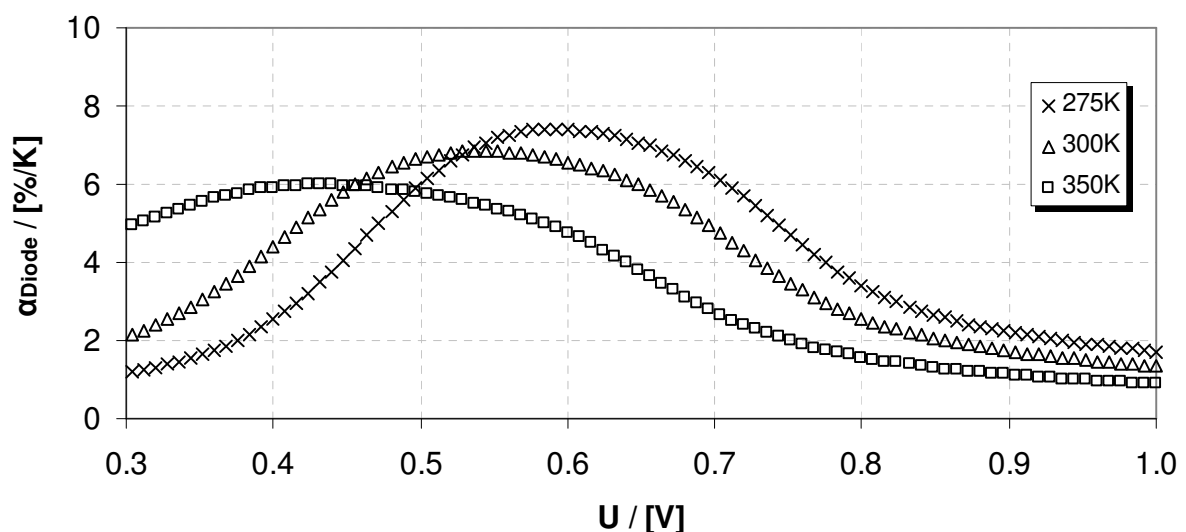


Abbildung 10.9 - Temperaturkoeffizient einer L_{1μ}0,6-Diode bei einer Temperatur von 275K-350K

Des Weiteren wurden zusätzlich die Dioden L_1 μ _0,8, L_1 μ _1, L_4 μ _0,6, L_10 μ _0,6 und Q_1 μ _0,6, modelliert und deren Temperaturkoeffizienten bei 300K in Abb. 10.10 verglichen.

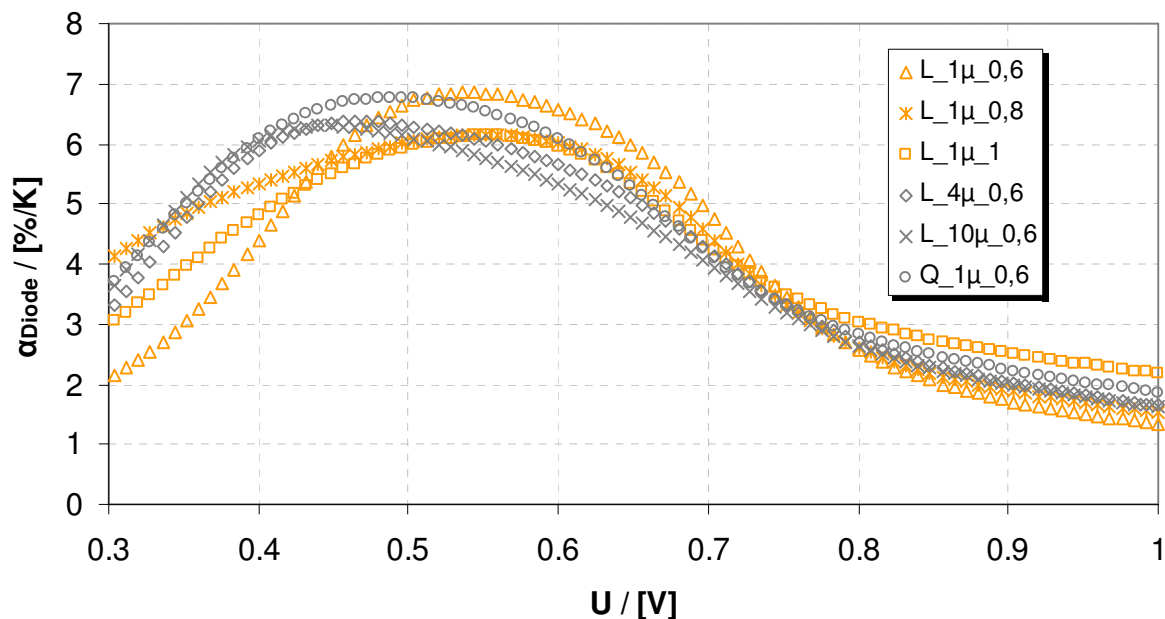


Abbildung 10.10 - Vergleich des Temperaturkoeffizienten mehrerer Teststrukturen bei 300K

Abb. 10.10 zeigt den Temperaturkoeffizienten der Teststrukturen, wobei der Einfluss der Geometrie untersucht wurde. Es zeigt sich, dass mit der Vergrößerung der Länge des intrinsischen Bereiches der Temperaturkoeffizient gerade im für das Betreiben der späteren Diodenbolometer interessanten Spannungsbereich von 0,6V-0,8V deutlich abnimmt.

Mit kleineren technologischen Strukturbreiten, steigt der Temperaturkoeffizient hingegen deutlich an. Der Grund hierfür liegt in der größeren Breite des pn-Überganges, was wiederum zu einem idealeren Verhalten der Diode, also einen kleineren Idealitätsfaktor n_{Drift} führt.

Somit besitzt eine Struktur mit einer geringen Länge des intrinsischen Bereiches und einer geringen technologischen Strukturbreite, wie in unserem Beispiel die L_1 μ _0,6-Diode, die besten Voraussetzungen, was den Temperaturkoeffizienten α_{Diode} betrifft.

10.3 Rauschverhalten der Teststrukturen

Die in Kapitel 10.2 vorgestellten Dioden, werden hier mit dem in Kapitel 5 beschriebenen Rauschmessplatz auf ihre niederfrequenten Rauscheigenschaften untersucht.

Zur Messung des Rauschens ist es notwendig, das Kleinsignalersatzschaltbild der Dioden zu kennen (Abb. 10.11).

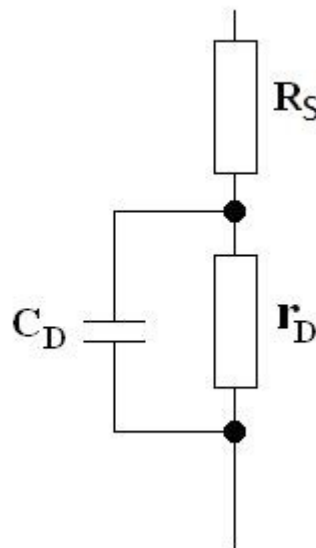


Abbildung 10.11- Kleinersatzschaltbild einer SOI-Diode

Die Kapazität C_D der hier hergestellten Dioden konnte aufgrund der geringen Dicke des SOI-Materials nicht bestimmt werden. Der differentielle Widerstand r_D wurde mit einem LCR-Meter gemessen. R_S stellt den seriellen Widerstand dar.

Als erstes soll ein Vergleich von zwei identischen Dioden mit unterschiedlicher Dotierung (wie in Kapitel 10.2 erläutert) durchgeführt werden. Das nachfolgende Verhalten konnte für alle Diodentypen beobachtet werden (6 verschiedene Typen).

Die in Abb. 10.12 dargestellten Leistungsdichtespektren des Rauschstromes der L_1 μ _1-Diode wurden sowohl für die Diode mit einer geringen Dotierstoffkonzentration, als auch für die Diode mit einer höheren Dotierstoffkonzentration bei einem Diodenstrom I_D von 150nA und 1 μ A aufgenommen.

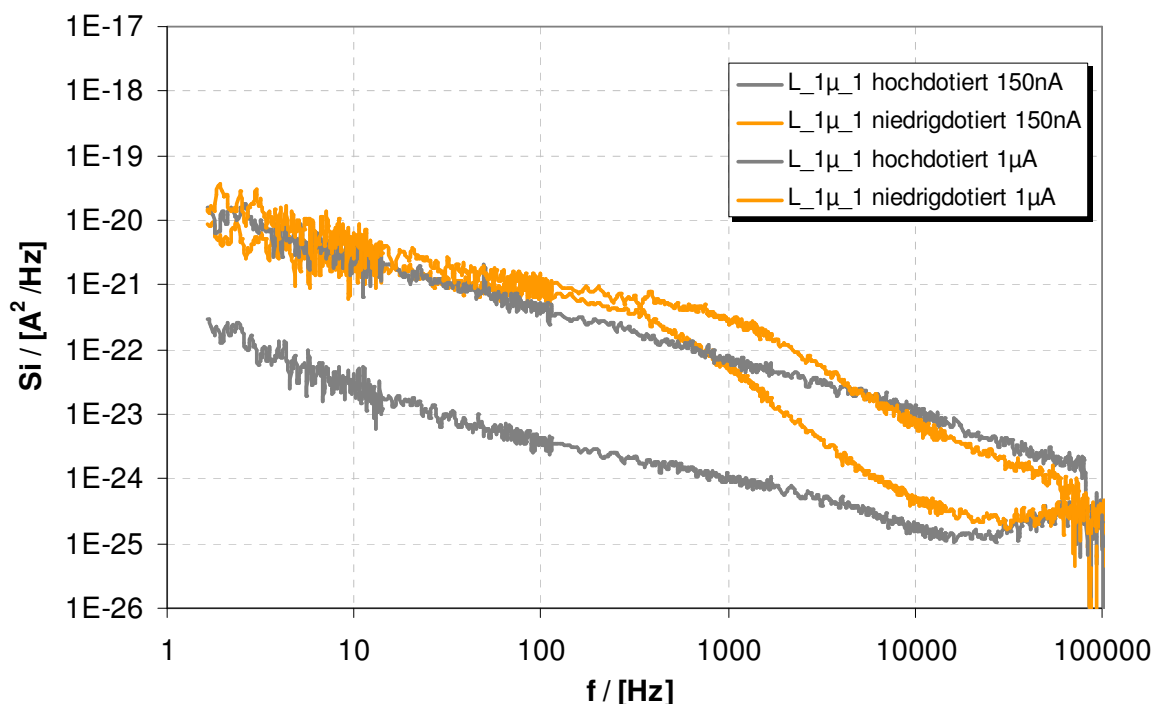


Abbildung 10.12- Rauschcharakteristik einer niederdotierten und hochdotierten L_1 μ _1-Diode bei einem Diodenstrom I_D von 150nA und 1 μ A

Es fällt auf, dass die Leistungsdichtespektren des Stromes vom 1/f-Rauschen dominiert werden.

Weiterhin scheint die niedrigdotierte Diode keine Abhängigkeit des 1/f-Rauschens bezüglich des Diodestromes aufzuweisen.

An dieser Stelle wird auf Abb. 10.4 verwiesen, die die Strom-Spannungs-Charakteristik der Diode darstellt. Hieraus kann man entnehmen, dass sich die Diode bei 150nA schon im Sättigungs- bzw. Kontaktwiderstandsbereich befindet. Das bedeutet, dass die Teststruktur sowohl bei 150nA, als auch bei 1μA im Sättigungsbereich betrieben wird, der hier das 1/f-Rauschen zu begrenzen scheint. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte der high fiel Effekt bieten, der aufgrund der hohen elektrischen Feldstärken die Driftgeschwindigkeit der freien Ladungsträger sättigt und somit auch ihre Beweglichkeit beeinflusst. Da das Hoog'sche Gesetz [73] die Abhängigkeit des 1/f-Rauschen von der Anzahl und der Beweglichkeit der freien Ladungsträger beschreibt, könnte der high fiel Effekt das 1/f-Rauschen erheblich beeinflussen bzw. sättigen.

Betrachtet man das 1/f-Rauschen der hochdotierten Diode, so ist zu erkennen, dass das 1/f-Rauschen bei einem Diodenstrom von 150nA deutlich geringer ist als das der niederdotierten Diode. Somit kann festgehalten werden, dass das 1/f-Rauschen extrem von der Dotierstoffkonzentration abhängig ist. In diesem Fall entspricht die 100fache Dotierstoffkonzentration einer mehr als 100fachen Abnahme des Leistungsdichtespektrums des Stromes.

Eine weitere Betrachtung soll der Fläche des pn-Überganges gewidmet werden. Hierzu werden die Rauscheigenschaften baugleicher Dioden mit einer unterschiedlichen Breite des pn-Überganges untersucht (L_1μ_0,6 mit b=22,6μm und Q_1μ_0,6 mit b=31,1μm). Es wurde eine Modellierung des 1/f-Rauschens anhand von Gl. 10.1 vorgenommen.

$$S_{i,1/f} = K_f \frac{I_D^{\alpha_{1/f}}}{f^\beta} \quad \text{Gl.(10.1)}$$

Hierbei stellt K_f eine Konstante dar, die die Höhe des 1/f-Rauschens angibt. $\alpha_{1/f}$ spiegelt die Abhängigkeit des 1/f-Rauschens vom Diodenstrom I_D wider und β besitzt den Wert 1. Das Leistungsdichtespektrum des Stromes $S_{i,1/f}$ wurde für beide Dioden bei einem Strom von 150nA, 400nA, 700nA und 1μA aufgenommen.

Aus Abb. 10.13 ist zu erkennen, dass das 1/f-Rauschen der Q_1μ_0,6 -Diode bei einer Frequenz von 1-100 Hz sichtbar geringer ausfällt als das der L_1μ_0,6-Diode.

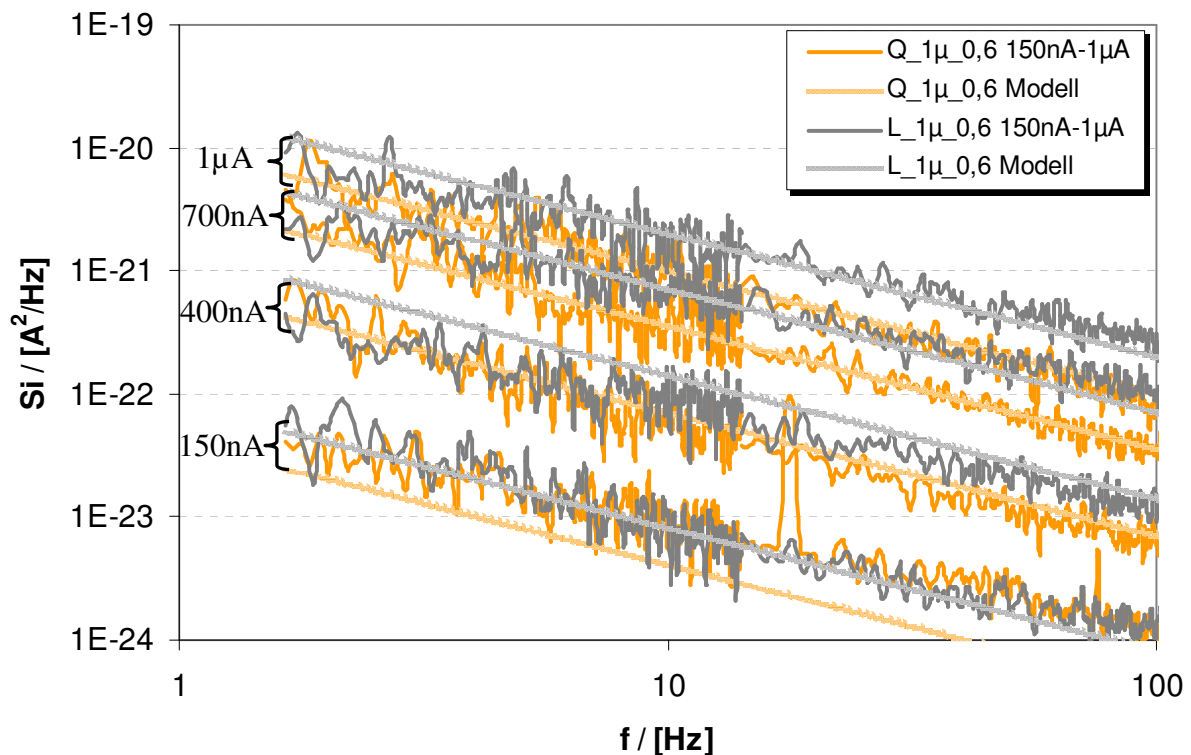


Abbildung 10.13 - gemessene und modellierte Rauschcharakteristik einer L_1μ_0,6- und Q_1μ_0,6-Diode bei einem Diodenstrom I_D von 150nA-1μA

Das Modell weicht für die Q_1μ_0,6-Diode von der gemessenen Kennlinie ab. Die Rauschmessung, insbesondere bei kleineren Diodenströmen, ist eine Herausforderung, da sich das präzise Einstellen eines so geringen Stromes mit einem Potentiometer oft als schwierig erweist. Auch das Driften der Akkumulatoren gerade zu Beginn einer Messreihe kann zu veränderten Strompegeln führen.

Tab. 5 fasst die extrahierten Parameter des Modells nach Gl. 10.1 für die beiden Dioden zusammen.

Diodenvariante	K_f	$\alpha_{1/f}$
L_1μm_0,6	5×10^{-3}	2,9
Q_1μm_0,6	$2,5 \times 10^{-3}$	2,9

Tabelle 5 - extrahierte Rauschparameter einer L_1μ_0,6 und einer Q_1μ_0,6-Diode

Aus Tab. 5 geht hervor, dass das Leistungsdichtespektrum des Stromes einer baugleichen Diode für größere Flächen des pn-Überganges abnimmt. In diesem Fall entspricht der 1,3fache Zuwachs der Fläche einer 2fachen Abnahme des Leistungsdichtespektrums des Stromes. Im Rahmen dieser Arbeit konnte allerdings nicht geklärt werden, warum der Koeffizient $\alpha_{1/f}$ einen Wert von 2,9 besaß, obwohl dieser in vielen Modellen mit einem Wert von 2 beschrieben wird [15].

In der letzten Betrachtung soll die Auswirkung der Länge des intrinsischen Bereiches auf die Rauschcharakteristik der Diode untersucht werden.

Hierzu wurden die L_1μ_0,6-, L_4μ_0,6- und L_10μ_0,6-Diode vermessen und modelliert.

Das Ergebnis dieser Messung ist aus Abb. 10.14 zu entnehmen.

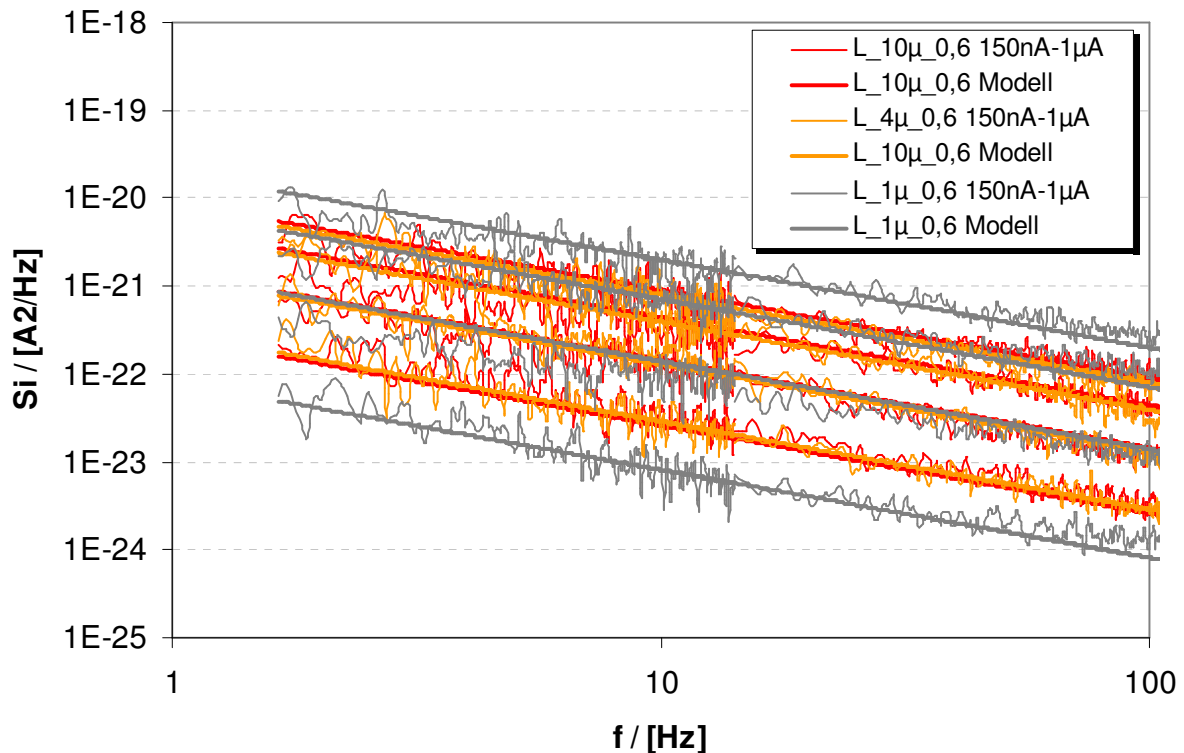


Abbildung 10.14 - gemessene und modellierte Rauschcharakteristik verschiedener Teststrukturen bei einem Diodenstrom I_D von 150nA-1µA

In der oberen Abbildung ist zu erkennen, dass die Leistungsdichtespektren des Stromes von $L_{1\mu_0,6}$ sehr viel stärker von dem Diodenstrom I_D abhängig sind, als die Leistungsdichtespektren des Stromes der beiden Dioden mit einer größeren Länge des intrinsischen Bereiches.

Die beiden Dioden $L_{4\mu_0,6}$ - und $L_{10\mu_0,6}$ unterscheiden sich nur geringfügig in ihrem Rauschverhalten.

In Tab. 6 sind die extrahierten Modellparameter dargestellt.

Diodenvariante	K_f	$\alpha_{1/f}$
$L_{1\mu_0,6}$	5×10^{-3}	2,9
$L_{4\mu_0,6}$	8×10^{-9}	2
$L_{10\mu_0,6}$	9×10^{-9}	2

Tabelle 6 - extrahierte Rauschparameter einer $L_{1\mu_0,6}$, einer $L_{4\mu_0,6}$ und einer $L_{10\mu_0,6}$ -Diode

In Bezug auf eine steigende Länge des intrinsischen Bereiches verhält sich die 1/f-Rauschcharakteristik der Dioden ähnlich zu dem durch Hooge beschriebenen Model [73]:

$$S_{i,1/f} = \frac{\alpha_H}{N} \frac{I^{\alpha_{1/f}}}{f} = \frac{\alpha_H}{N} \frac{I^2}{f} \quad \text{Gl.(10.2)}$$

Dabei ist I der Gleichstrom und N die mittlere Zahl der freien Ladungsträger in der Probe. Man erkennt aus Gl.(10.2), dass das Leistungsdichtespektrum des Stromes $S_{i,1/f}$, wie auch in Tab. 6 für Dioden mit einer höheren Länge des intrinsischen Bereiches, einen quadratischen Zusammenhang bezüglich des Gleichstromes I besitzt ($\alpha_{1/f}=2$).

Des Weiteren wurden die Dioden $L_{1\mu 0,8}$ und $L_{1\mu 1}$ modelliert, um den Einfluss der Breite des pn-Überganges auf das 1/f-Rauschen zu überprüfen, da die Breite der $L_{1\mu 0,8}$ -Diode $21,8\mu\text{m}$ und die Breite der $L_{1\mu 1}$ -Diode $21\mu\text{m}$ betrug, im Vergleich zu den $22,6\mu\text{m}$ der $L_{1\mu 0,6}$ -Diode.

Das Ergebnis der Modellierung kann Tab. 7 entnommen werden.

Diodenvariante	K_f	$\alpha_{1/f}$
$L_{1\mu 0,6}$	5×10^{-3}	2,9
$L_{1\mu 0,8}$	7×10^{-3}	2,9
$L_{1\mu 1}$	8×10^{-3}	2,9

Tabelle 7 - extrahierte Rauschparameter einer $L_{1\mu 0,6}$, einer $L_{1\mu 0,8}$ und einer $L_{1\mu 1}$ -Diode

Auch hier ist eine Abhängigkeit des 1/f-Rauschens von der Fläche des pn-Überganges zu erkennen.

Mit den in diesem Kapitel gewonnenen Erkenntnissen, kann zusammengefasst festgehalten werden, dass das 1/f-Rauschen der Diode sehr stark von der Dotierstoffkonzentration abhängig ist. Durch die Abhängigkeit des 1/f-Rauschens von der Fläche des pn-Überganges kann man darauf schließen, dass Traps, die sich unmittelbar in der Nähe des pn-Überganges befinden, das 1/f-Rauschen stark beeinflussen.

Weiterhin sorgt eine Variation der Länge des pn-Überganges zu keiner sichtbaren Abnahme des 1/f-Rauschens. Allerdings verringert sich die Abhängigkeit des besagten Rauschens bezüglich des Diodenstromes und tendiert zum Hooge'schen Model.

10.4 Auswertung der Messergebnisse und NETD-Bestimmung der Teststrukturen

Die Bestimmung der Auflösung eines Bolometers ist eine der zentralen Aufgaben dieser Arbeit. Die NETD gibt Auskunft darüber, welche Parameter die Auflösung stark beeinflussen. Mit den in Kapitel 7.4 definierten Zusammenhängen lässt sich der Einfluss von Parametern, die von der Geometrie des Bolometers abhängen, wie z.B. des thermischen Leitwerts g_{th} , auf die Auflösung bestimmen.

Auch elektrische Parameter, wie das Rauschen oder der Temperaturkoeffizient, werden mit einbezogen.

Mit den in Kapitel 9.2 und 9.3 ermittelten Eigenschaften der Teststrukturen, lässt sich die NETD mit der Annahme, dass die späteren Diodenbolometer die gleichen elektrischen und thermischen Eigenschaften besitzen, wie die Teststrukturen und dass die Ausleseschaltung einen idealen Integrator darstellt, bestimmen.

Als erstes soll Diode L_1μ_0,6 auf den Einfluss des Schrotrauschens, des 1/f-Rauschens, des thermischen Leitwertes und der Temperatur bezüglich der Auflösung untersucht werden. Anschließend wird die NETD mit dem Wert einer Diode mit einer geringen Dotierstoffkonzentration verglichen.

Zur Berechnung der NETD wurden einige Parameter angenommen, die bereits in einer vorhandenen Ausleseschaltung des Fraunhofer-Institutes IMS umgesetzt wurden.

Tab. 8 zeigt die angenommenen Parameterwerte der Intergratorschaltung und des Bolometers.

Parameter	Parameterwert
A_{Bolo}	$3,5 \times 10^{-10} \text{ m}^2$
ϵ_{Bolo}	0,85
F_{no}	1
t_{Pixel}	$1 \times 10^{-3} \text{ sec}$
t_{Shutter}	60 sec
g_{th}	$4 \times 10^{-8} \text{ W/K}$

Tabelle 8 - Parameterwerte zur Bestimmung der NETD

Hierbei symbolisiert A_{Bolo} die Bolometerfläche, ϵ_{Bolo} den Emissionskoeffizienten, F_{no} die Blendenzahl, t_{Pixel} die Auslesezeit eines Bolometerpixels und t_{Shutter} die Shutterzeit.

Der thermische Leitwert wurde für eine Bolometersteglänge von 17μm, eine TiN-Schichtdicke d_{TiN} von 7nm und eine USG-Schichtdicke d_{USG} von 300nm angenommen und kann wie folgt berechnet werden:

$$g_{\text{th}} = \frac{2(\lambda_{\text{USG}} d_{\text{USG}} + \lambda_{\text{TiN}} d_{\text{TiN}})}{\frac{\text{Bolometersteglänge}}{\text{Bolometerstegbreite}}} = \frac{2 \left(1,4 \frac{\text{W}}{\text{Km}} \times 300 \text{ nm} + 21 \frac{\text{W}}{\text{Km}} \times 7 \text{ nm} \right)}{\frac{17 \mu \text{m}}{0,6 \mu \text{m}}}$$

$$\approx 4 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{K}}$$

Gl.(10.3)

λ_{USG} stellt dabei die thermische Leitfähigkeit des USGs und λ_{TiN} die thermische Leitfähigkeit des TiN dar. Der Faktor 2 entsteht dadurch, dass das spätere Bolometerelement zwei Bolometerstege besitzt.

Mit diesen Parametern kann nun die NETD des Schrotrauschens in Abhängigkeit vom Diodenstrom I_D für die L_1μ_0,6-Diode bei einer Temperatur von 300K dargestellt werden.

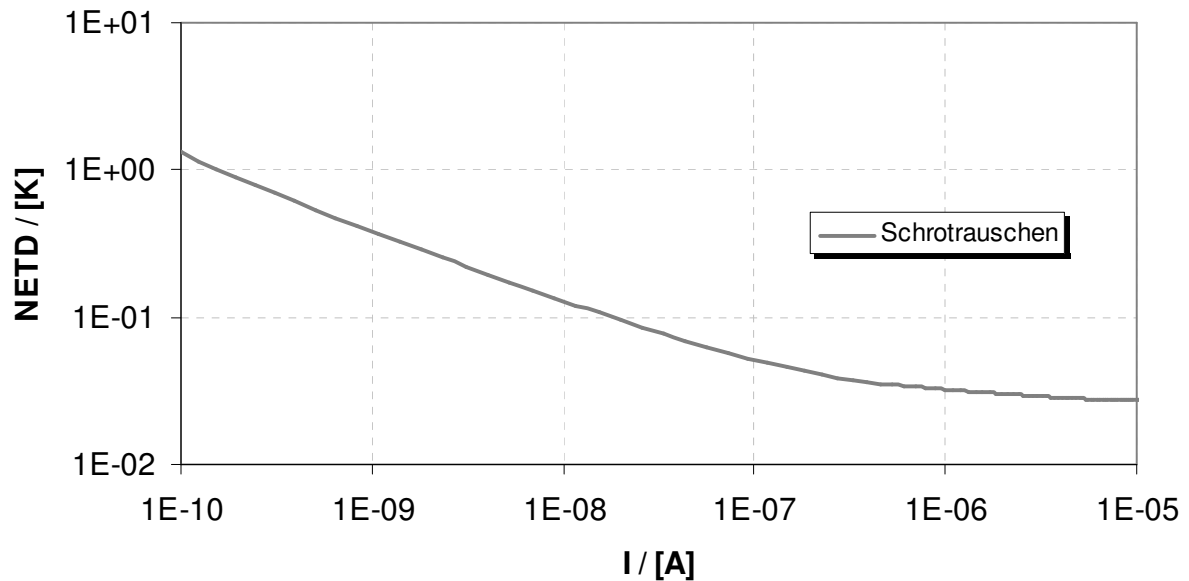


Abbildung 10.15 - Einfluss des modellierten Schrotrauschens auf die NETD

Abb. 10.15 zeigt den Verlauf der NETD des Schrotrauschens, das laut Gl. 7.28 eine invers wurzelförmige Abhängigkeit vom Diodenstrom aufweist. Das Betreiben der Diode bei höheren Strömen reduziert die NETD des Schrotrauschens.

Als nächstes wird der Einfluss des $1/f$ -Rauschens auf die NETD untersucht.

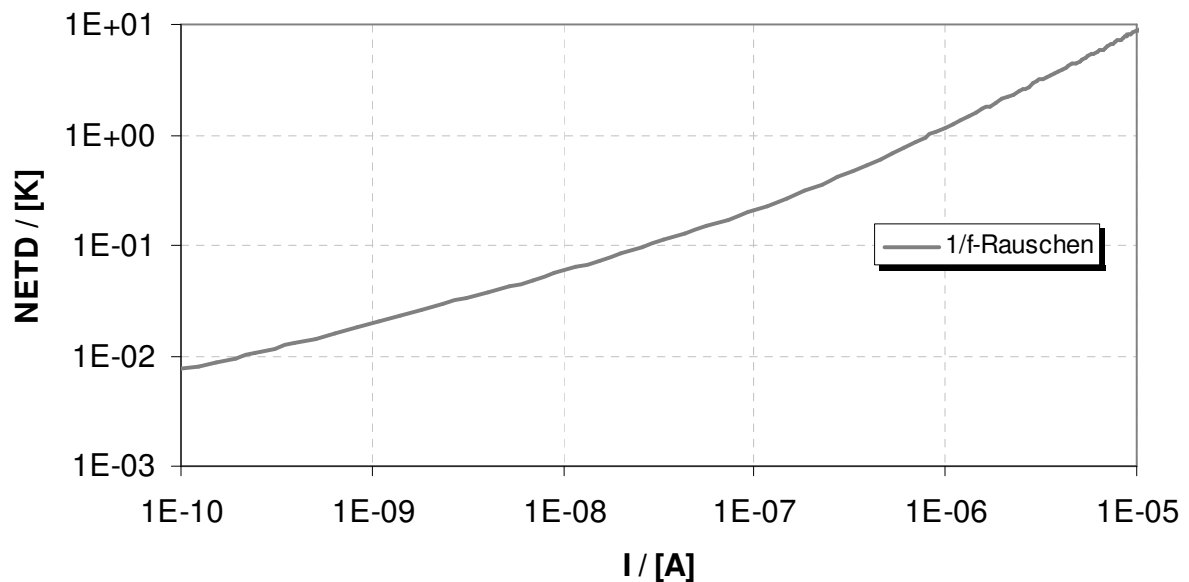


Abbildung 10.16 - Einfluss des modellierten $1/f$ -Rauschens auf die NETD

Abb. 10.16 zeigt den Verlauf des $1/f$ -Rauschens, der mit steigendem Diodenstrom I_D , aufgrund des Exponenten $\alpha_{1/f} = 2,9$ und dem abfallenden Temperaturkoeffizienten α_{Diode} , deutlich ansteigt.

Somit ergibt sich für die gesamte NETD die in Abb. 10.17 dargestellte Kurve

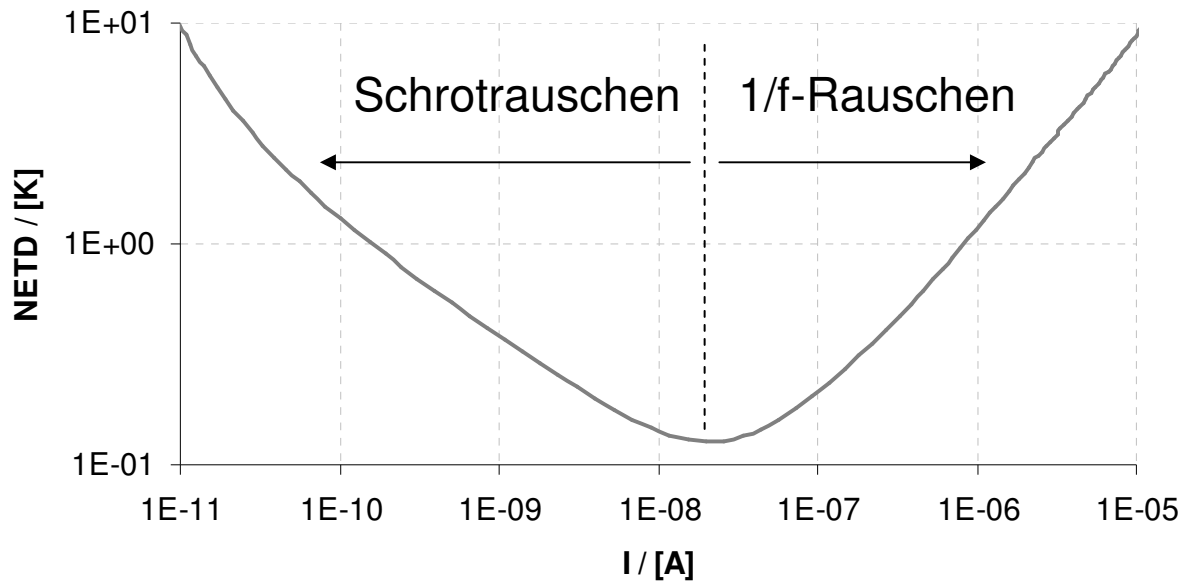


Abbildung 10.17 – modellierte, gesamte NETD der L_{1μ}_{0,6}-Diode

Im Diodenstrombereich von $1 \times 10^{-8} \text{ A}$ bis $1 \times 10^{-7} \text{ A}$ ist ein Minimum der NETD zu erkennen. Dieses kann mit 120 mK angegeben werden. Zu geringeren Diodenströmen hin dominiert das Schrotrauschen, zu höheren das 1/f-Rauschen.

Als nächstes soll der Einfluss des thermischen Leitwertes g_{th} auf die Auflösung untersucht werden (siehe Abb. 10.18).

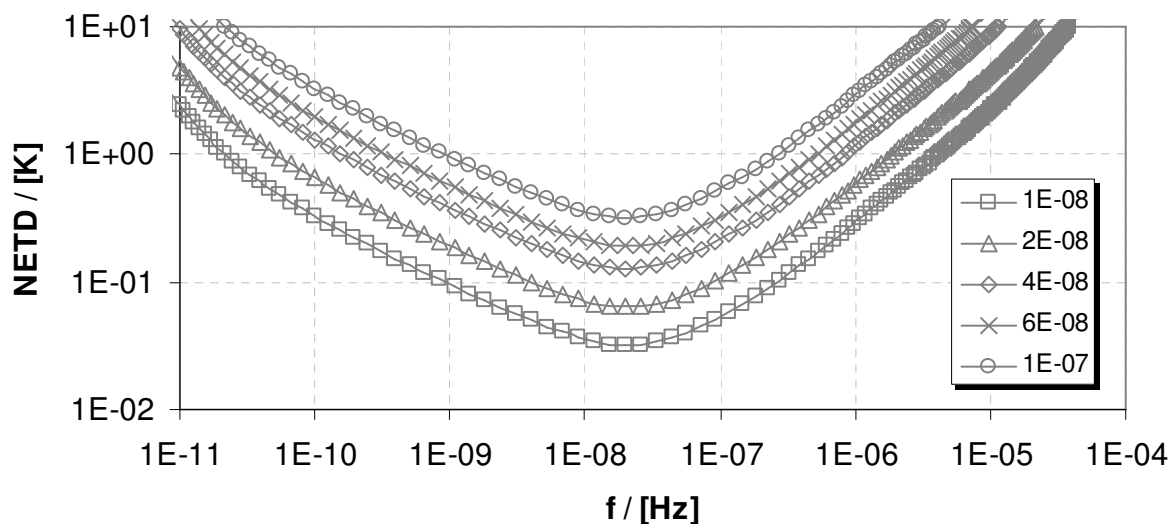


Abbildung 10.18 - Einfluss des thermischen Leitwertes g_{th} auf die NETD

Wie aus Gl. 7.28 und Abb. 10.18 zu entnehmen ist, hat die thermische Leitfähigkeit einen linearen Einfluss auf die NETD. Der thermische Leitwert kann durch die Verringerung der Breite oder der Verlängerung der Bolometerstege minimiert werden. Auch das Verwenden von dünneren Bolometersteg-Schichten kann den thermischen Leitwert verringern. Allerdings muss ein Optimum zwischen dem thermischen Leitwert, der thermischen Kapazität und der Auslesezeit des Pixels eines Bolometers gefunden werden.

Ferner soll der Einfluss der Temperatur auf die NETD in Abb. 10.19 betrachtet werden.

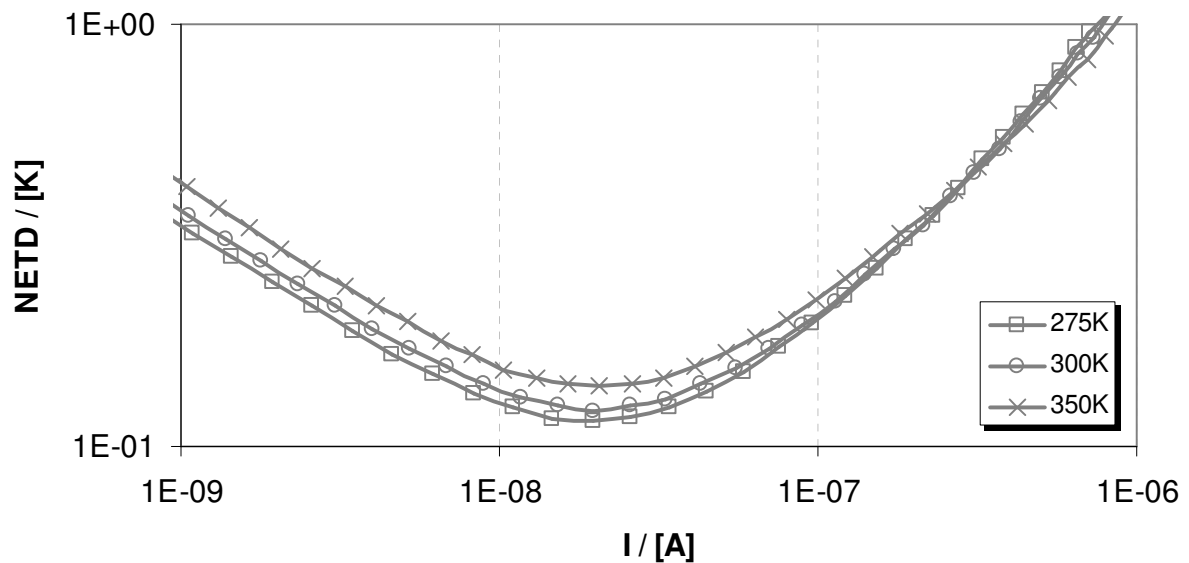


Abbildung 10.19 - Einfluss der Temperatur auf die NETD

Aufgrund der Unabhängigkeit der Rauschparameter bezüglich der Temperatur wird die NETD kaum von der Temperatur beeinflusst. Lediglich der mit steigender Temperatur fallende Temperaturkoeffizient α_{Diode} lässt die NETD ansteigen.

An dieser Stelle wird die NETD der in Kapitel 10.2 und 10.3 modellierten Teststrukturen vorgestellt. Angenommen wurde eine Temperatur von 300K.

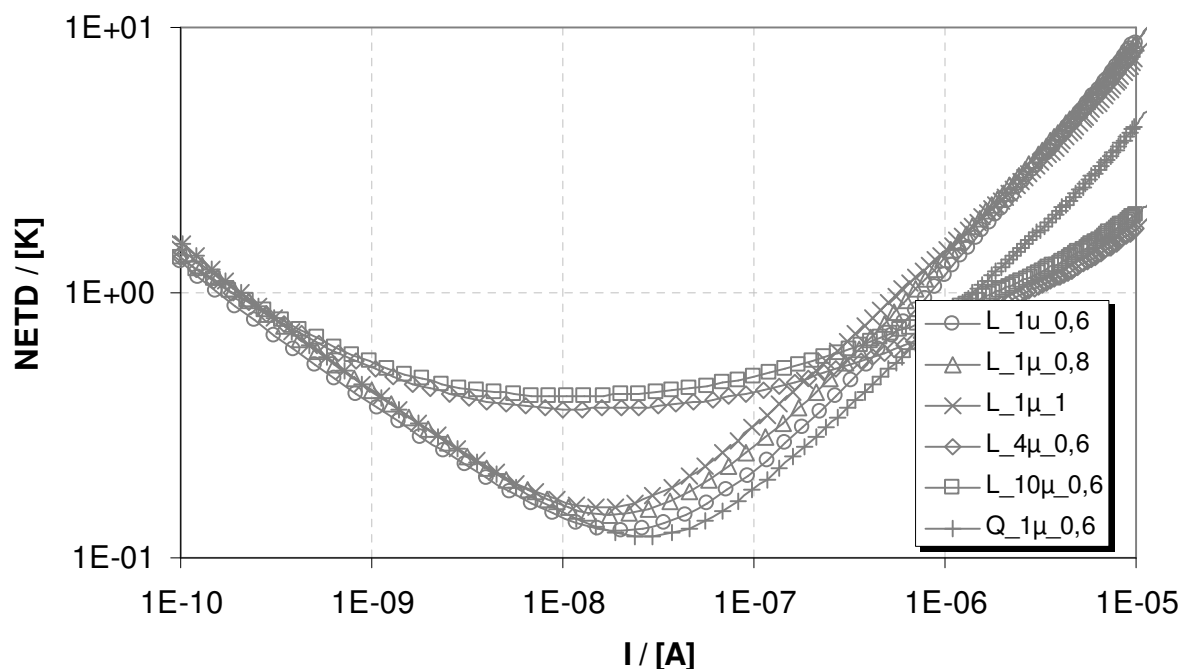


Abbildung 10.20 - Vergleich der NETD mehrerer Teststrukturen

Abb. 10.20 ist zu entnehmen, dass die Teststrukturen mit einer größeren Länge des intrinsischen Bereiches zu höheren Strömen aufgrund der quadratischen Abhängigkeit vom

1/f-Rauschen eine geringere NETD besitzen als Teststrukturen mit einer geringen Länge des intrinsischen Bereiches.

Des Weiteren zeigen Dioden mit einer größeren Breite des pn-Überganges aufgrund des geringeren 1/f-Rauschens eine geringere NETD auf. Teststrukturen mit einer Geometrie, die den Kontaktwiderstand verringert und somit den Temperaturkoeffizienten α_{Diode} zu höheren Strömen hin vergrößert, können die NETD senken.

Zum Schluss soll in diesem Kapitel ein Vergleich zwischen der NETD einer hochdotierten Teststruktur und einer niederdotierten Teststruktur betrachtet werden. Für die Modellierung der Auflösung der niederdotierten Teststruktur (L_4μ_0,6-Diode) wurde der Temperaturkoeffizient α_{Diode} anhand des Temperaturverhaltens der L_4μ_0,6-Diode nach Gleichung 7.22, die an dieser Stelle nochmals erwähnt werden soll, berechnet:

$$\alpha_{Diode} = \frac{dI_D}{dT} \times \frac{1}{I_D} \quad \text{Gl.(10.4)}$$

Das Rauschleistungsdichtespektrum des Stromes dieser Diode wurde bei 150μA modelliert mit der Annahme, dass das 1/f-Rauschen der Diode quadratisch mit dem Diodenstrom I_D zunimmt und $K_f = 4 \times 10^{-7}$ ist.

Das Ergebnis der Modellierung kann aus Abb. 10.21 entnommen werden, wobei die Parameter aus Tab. 7 benutzt wurden.

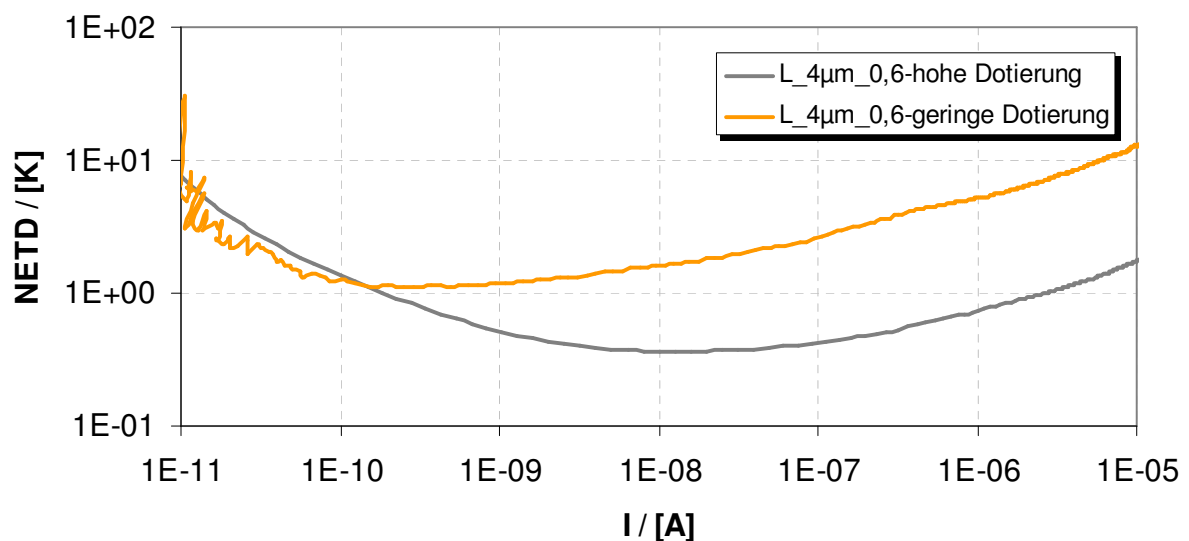


Abbildung 10.21 - Einfluss der Dotierstoffkonzentration auf die NETD

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Auflösung der niedrigdotierten Diode aufgrund des hohen 1/f-Rauschens (wie für Abb. 10.12 erläutert) deutlich schlechter ausfällt als die Auflösung einer hochdotierten Diode.

Somit ist eine hohe Dotierung der zukünftigen Diodenbolometer sehr vom Vorteil.

10.5 Erste Diodenbolometerergebnisse

In diesem Kapitel sollen erste Ergebnisse von Messungen des thermischen und elektrischen Verhaltens eines gefertigten Diodenbolometers des Typs L_1 μ _1 mit einer mittleren Dotierung (Phosphor-Dotierstoffkonzentration $7 \times 10^{18}/\text{cm}^3$, Bor-Dotierstoffkonzentration $7 \times 10^{18}/\text{cm}^3$) vorgestellt werden.

Der Vergleich mit den Strom-Spannungskennlinien der niedrigdotierten und hochdotierten Teststrukturen wird in Abb. 10.22 gezeigt.

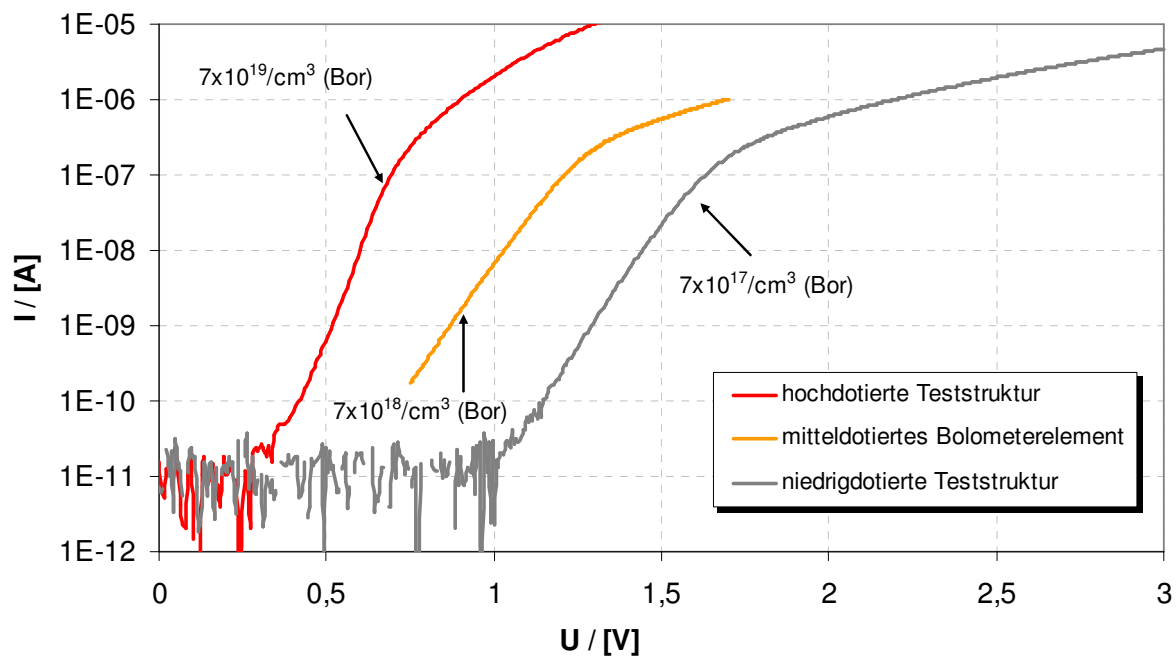


Abbildung 10.22 - Vergleich der Strom-Spannungscharakteristik von unterschiedlich dotierten Teststrukturen und einem Diodenbolometers

Die Bolometerkennlinie liegt zwischen den beiden Kennlinien der niedrigdotierten und hochdotierten L_1 μ _1-Diode. Aufgrund der mittleren Dotierung besitzt das Diodenbolometer eine niedrigere Schwellenspannung (aufgrund des vorher erwähnten Feldeffektes) als die niedrigdotierte Teststruktur, was zu einer Verschiebung der Kennlinie zu geringeren Spannungen führt.

Allerdings wird ab Strömen von 200nA der Einfluss des seriellen Widerstandes sichtbar, der hier wegen technologischer Herstellungsprobleme des CMOS-Wafers entstanden ist.

Folgend soll das thermische Verhalten des Bolometers untersucht werden. Hierzu wurde die temperaturabhängige Strom-Spannungskennlinie aufgenommen und in Abb. 10.23 dargestellt.

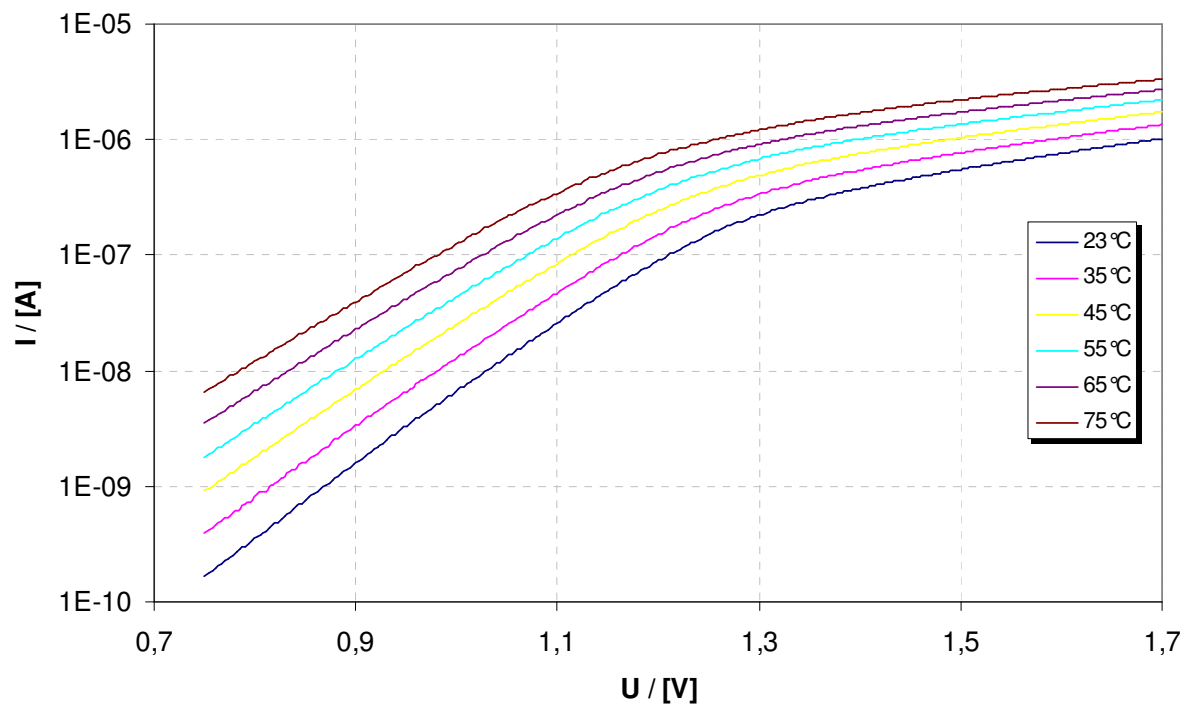


Abbildung 10.23 - Strom-Spannungscharakteristik eines Diodenbolometers bei Temperaturen von 23°C-75,5°C

Die abgebildeten Diodenkennlinien wurden bei Temperaturen von 23°C-75°C aufgenommen. Mit den Kennlinien aus Abb. 10.23 bei 23°C und 35°C konnte der Temperaturkoeffizienten α_{Diode} für einen Temperaturintervall der Messung von 12°C bestimmt werden. Hierbei wurde Gl. 10.4 verwendet.

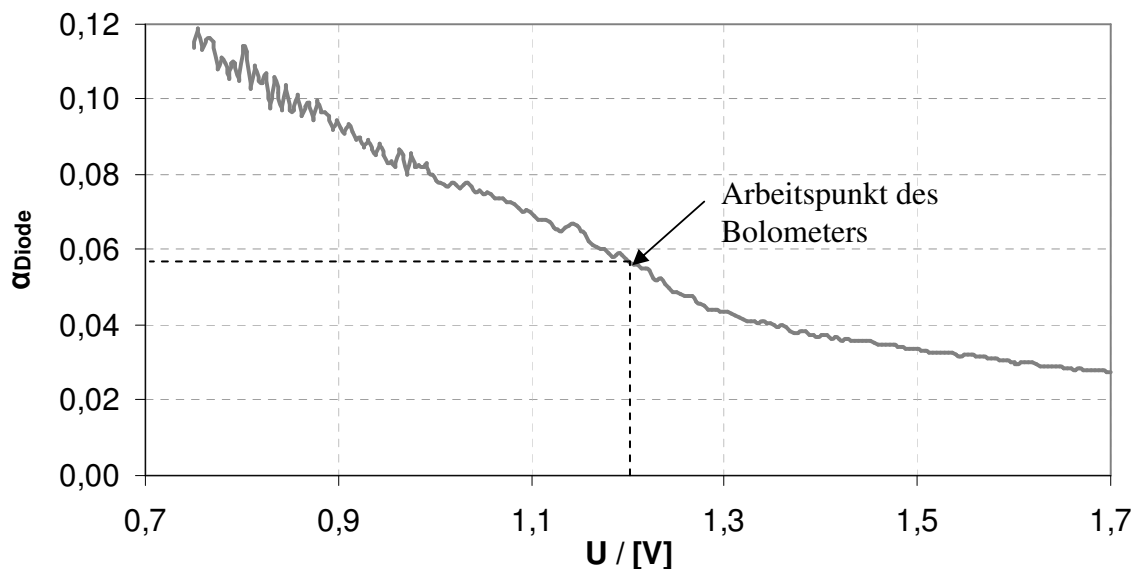


Abbildung 10.24 - Temperaturkoeffizient α_{Diode} eines Diodenbolometers bei unterschiedlichen Arbeitspunkten

Der Temperaturkoeffizient, der in Abb. 10.24 dargestellt wurde nimmt mit steigender Spannung ab, da das Bolometer immer weiter in den Bereich des seriellen Widerstandes betrieben wird.

Ein möglicher Arbeitspunkt des Diodenbolometers wurde eingezeichnet. Es zeigt sich, dass das Bolometerelement in diesem Arbeitspunkt einen Temperaturkoeffizienten von ca. 6%/K aufweist und damit um mehr als das zweifache größer ist als im a-Si-Bolometer.

Als nächstes soll der thermische Leitwert des Bolometers bestimmt werden. Hierzu wird die Bolometerkennlinie vorerst bei Raumtemperatur ohne Vakuum gemessen. Zusätzlich wird dieselbe Messung unter Vakuum von 1×10^{-3} mbar durchgeführt. Wird das Bolometer diesem Vakuum ausgesetzt und ein hoher Strom eingeprägt, so führt dies zu einer Erwärmung des Bolometers, da dieses die eingeprägte Leistung aufgrund der thermischen Isolierung nicht mehr an die Umgebung abgeben kann. Die Wärme kann nur noch über die Bolometerstege abgegeben werden.

Nach kurzer Zeit stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der eingeprägten Leistung und der abgegebenen Wärme des Bolometers ein, wobei die thermischen Eigenschaften der Bolometerstege dieses Gleichgewicht bestimmen.

Dieser Sachverhalt kann mit der Wärmebilanzgleichung unter statischen Bedingungen wie folgt ausgedrückt werden:

$$P(t) = I(t) \times V(t) = g_{th} [T(t) - T(0)] = g_{th} dT \quad \text{Gl.(10.5)}$$

Hierbei ist $P(t)$ die in das Bolometerelement eingeprägte Leistung im eingeschwungenen Zustand.

$T(0)$ kann als eine Ausgangstemperatur des Bolometers angesehen werden, die vorhanden ist, wenn das Bolometer zu Beginn der Messung angesteuert wird. In unserem Fall ist die Ausgangstemperatur mit der Raumtemperatur bei einem Umgebungsdruck von 1bar gleichzustellen.

$T(t)$ gibt die Temperatur an, die sich im eingeschwungenen Zustand im Vakuum ergibt.

dT stellt die Temperaturdifferenz zwischen der Ausgangstemperatur $T(0)$ und der Temperatur $T(t)$, die aufgrund der zusätzlichen Erwärmung des Bolometers entsteht, dar.

Die Strom-Spannungskennlinie des Diodenbolometers mit und ohne Vakuum kann aus Abb. 10.25 entnommen werden.

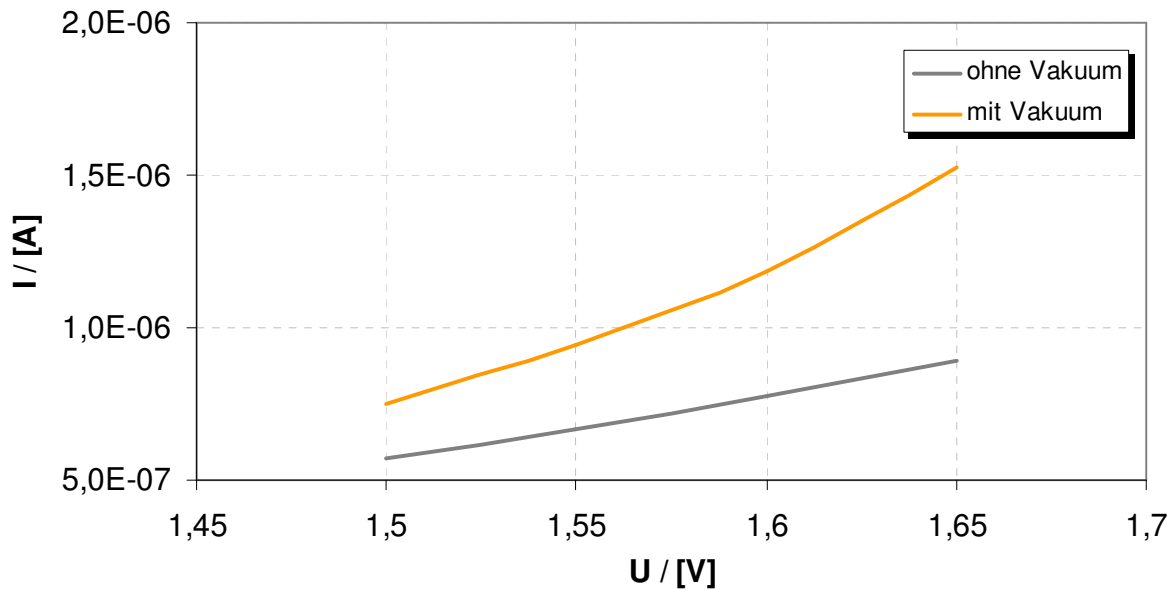


Abbildung 10.25 - Strom-Spannungscharakteristik eines Diodenbolometers mit und ohne Vakuum

Abb. 10.25 zeigt, dass unter Vakuumbedingungen der Strom aufgrund der zusätzlichen Erwärmung des Bolometers ansteigt. Um diesen Temperaturunterschied zu bestimmen, wird Abb. 10.23 betrachtet, die eine Information über den Wert des Stromes bei unterschiedlichen Temperaturen bei einer festen Spannung angibt.

Anhand dieses Wissens wurde die Temperaturabhängigkeit des Stromes modelliert und die Temperaturdifferenz für bestimmte Arbeitspunkte der Diode bestimmt.

Somit kann die in das Bauelement eingeprägte Leistung gegen die Temperaturdifferenz aufgetragen werden

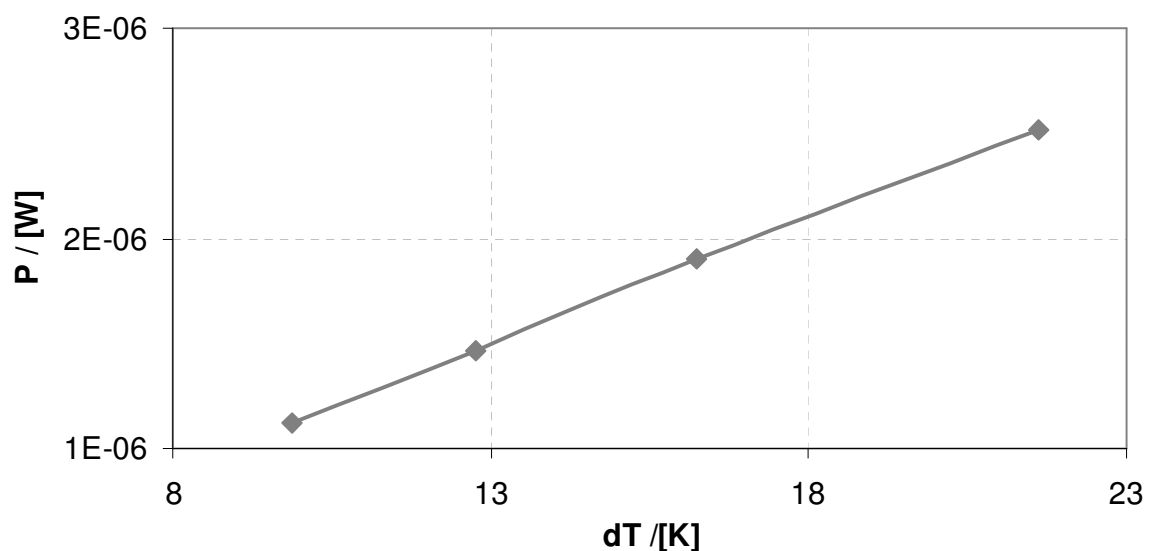


Abbildung 10.26 - Temperaturdifferenz dT bei eingeprägten Leistungen P auf das Bolometerelement mit und ohne Vakuum

Die Steigung aus Abb. 10.26 ergibt den thermischen Leitwert des Diodenbolometers, der zu $1,17 \times 10^{-7} \text{ W/K}$ bestimmt werden konnte. Der erwartete Wert, der mit einer UGS-Schicht von

600nm, einer 7nm TiN-Schicht und einer Bolometersteglänge von $17\mu\text{m}$ errechnet wurde, lag bei $9,96 \times 10^{-8} \text{ W/K}$.

Betrachtet man das erzielte Ergebnis für den thermischen Leitwert und vergleicht dieses mit der berechneten NETD in Abb. 10.18, so ist die zu erwartende NETD relativ hoch.

Eine Verringerung der thermischen Leitfähigkeit für zukünftige Diodenbolometer kann durch ein dünneres USG an den Bolometerstegen erzielt werden. Des Weiteren kann die Länge der Bolometerstege erhöht werden.

Allerdings ist zu beachten, dass ein Optimum zwischen der thermischen Zeitkonstante des Bolometers und seiner Auslesezeit gefunden werden muss. Da die thermische Kapazität des Sensors zu $C_{th} = 323 \text{ pJ/K}$ bestimmt wurde, besitzt seine thermische Zeitkonstante einen Wert von $\tau_{th} = 2,76 \text{ msec}$. Typische Zeitkonstanten bei einer Bildrate von 33ms liegen bei $\tau_{th} = 10 \text{ msec}$. Somit ist eine 4 Fache Verringerung der thermischen Leitfähigkeit durchaus ratsam.

Als nächstes wurde die Rauschcharakteristik des Sensors untersucht. Es wurden Messungen des Rauschverhaltens bei einem Strom von 70nA und 150nA durchgeführt.

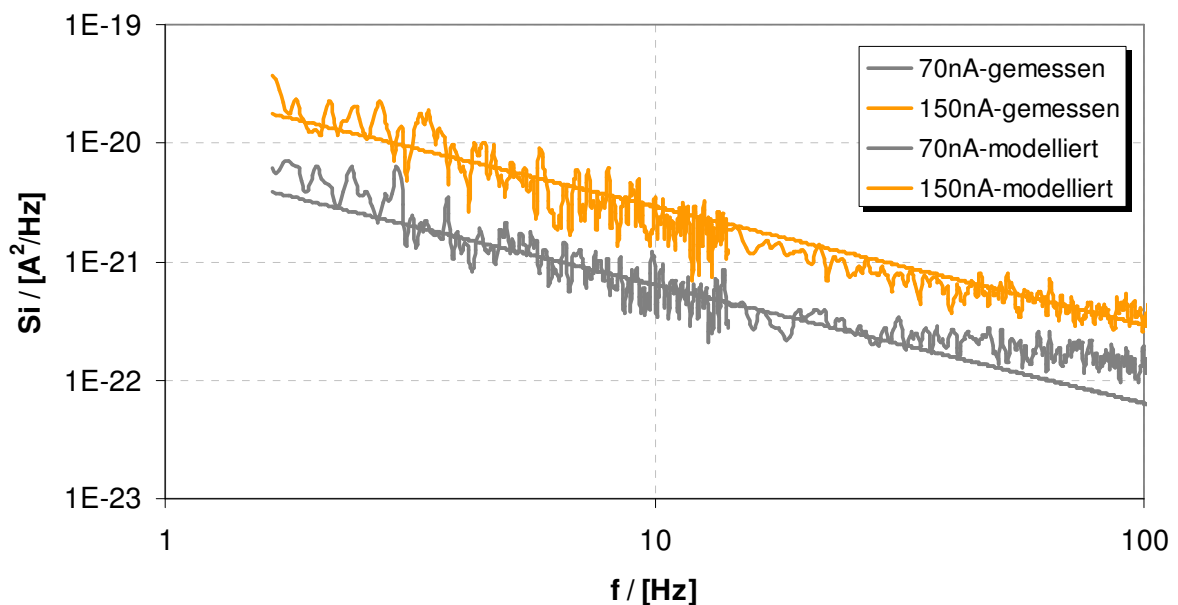


Abbildung 10.27 - gemessene und modellierte Rauschcharakteristik eines Diodenbolometers bei 300K

Die in Abb. 10.27 dargestellten Verläufe der Leistungsdichtespektren des Stromes wurden nachfolgend modelliert und können Tab. 9 entnommen werden.

Diodenbolometer	K_f	$\alpha_{1/f}$
L_1μ_1	$1,3 \times 10^{-6}$	2

Tabelle 9 - Rauschparameter eines Diodenbolometers

Schließlich kann mit den extrahierten thermischen und elektrischen Parametern die NETD des Diodenbolometers mit Gl. 7.28 berechnet werden.

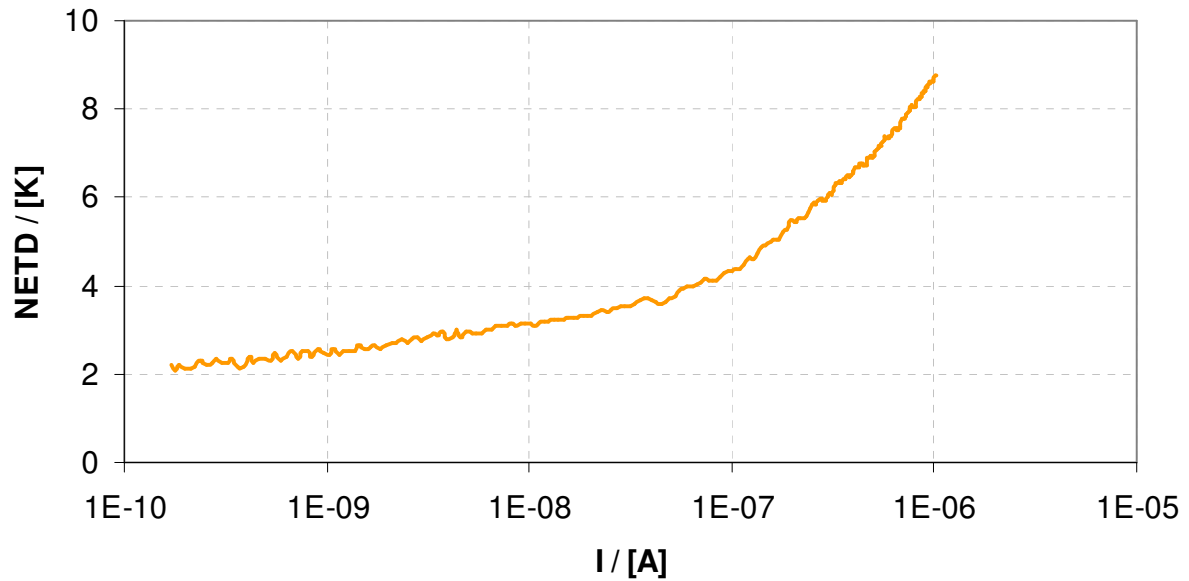


Abbildung 10.28 - NETD eines Diodenbolometers bei 300K

Abb. 10.28 zeigt, dass das Bolometerelement mit steigendem Strom eine sich verschlechternde NETD aufweist. Der Grund dafür kann mit dem hohen $1/f$ -Rauschen und den gleichzeitig abnehmenden Temperaturkoeffizienten erklärt werden. Generell ist die NETD für das Diodenbolometer sehr hoch, was mit der geringen Dotierstoffkonzentration und des damit verbundenen, hohen $1/f$ -Rauschen zu erklären ist (Vergleich Abb. 10.21).

Das $1/f$ -Rauschen ist somit der die Auflösung begrenzende Parameter des hier niedrigdotierten, untersuchten Diodenbolometers.

11 Diskussion und Fazit

Ungekühlte IR-Sensoren nehmen in unserem täglichen Leben immer mehr an Bedeutung zu. Ob es sich um sicherheitsrelevante Aspekte handelt, wie das Erkennen von Hindernissen bei Nacht in einem Automobil oder einer zerstörungsfreien Inspektion von Wärmequellen einer Anlage, die Nachfrage nach IR-Sensoren steigt stetig an. Aus diesem Grund werden technologische Wege und Mittel gesucht, die Herstellungskosten von entsprechenden Sensoren zu reduzieren. Gleichzeitig wird versucht, die Auflösung der Bauelemente zu verbessern.

Die Auflösung eines Bolometers wird wesentlich durch seine Rauscheigenschaften und sein Temperaturverhalten bestimmt. Diodenbolometer auf Basis von einkristallinem Silizium versprechen einen sehr hohen Temperaturkoeffizienten des Stromes. Ein weiterer Vorteil des einkristallinen Materials liegt in seinen geringen Rauschleistungsdichten. Allerdings wurde aufgrund der hohen Temperaturen, die für den Diffusionsschritt nach der Implantation der p- und n-Gebiete notwendig sind, bislang kein Weg zur Integration einer CMOS-Ausleseschaltung unterhalb eines Diodenbolometers, gefunden.

Diese Arbeit liefert einen ganz neuen Ansatz zur Herstellung eines Diodenbolometers, wobei das Unterbringen eines Reflektors zwischen dem Diodenbolometer und der Ausleseschaltung möglich ist, sodass die Absorption der Infrarotstrahlung signifikant gesteigert werden kann. Aufgrund der Nähe der Ausleseschaltung zum Sensorelement wird das Gesamtrauschen aufgrund der geringen parasitären Zuleitungskapazitäten minimiert.

Als erstes wurden Dioden-Teststrukturen mit drei unterschiedlichen Dotierstoffkonzentrationen gefertigt, die eine große Ähnlichkeit zu den später hergestellten Bolometern besaßen. Anhand von Messungen des Temperaturverhaltens der Teststrukturen wurde anschließend ein temperaturabhängiges DC-Modell aufgestellt, das alle relevanten thermoelektrischen Effekte der Dioden beinhaltet.

Insbesondere das Modellieren der Diodenkennlinie bei Strömen von $>100\text{nA}$ ist von großer Bedeutung, da in diesen Bereichen das Betreiben der Diode aufgrund eines guten Rausch-/Leistungs-Verhältnisses durchaus interessant erscheint.

Mit dem aufgestellten temperaturabhängigen DC-Modells wurde die Kennlinie modelliert und dessen Temperaturkoeffizient bestimmt.

Es zeigt sich, dass zu höheren Diodenströmen hin der Einfluss des Sättigungsbereiches deutlich zunimmt, was eine Verringerung des Temperaturkoeffizienten zur Folge hat.

Teststrukturen mit einer geringen Dotierstoffkonzentration zeigen ein Diodenverhalten auf, das vom Feldeffekt geprägt wird, der beim Betreiben der Teststruktur in Vorwärtsrichtung sichtbar wird.

Bei hochdotierten Dioden-Teststrukturen konnte dieser Einfluss minimiert werden.

Ferner wurde anhand des temperaturabhängigen DC-Modells gezeigt, dass mit der Vergrößerung der Länge des intrinsischen Bereiches einer Pin-Diode der Temperaturkoeffizient gerade im für das Betreiben der späteren Diodenbolometer interessanten Spannungsbereich von $0,6\text{V}$ - $0,8\text{V}$ deutlich abnimmt.

Mit kleineren technologischen Strukturbreiten steigt der Temperaturkoeffizient hingegen deutlich an. Der Grund hierfür liegt in der größeren Breite des pn-Überganges und der damit größeren Fläche des pn-Überganges, sodass dieser ein idealeres Verhalten im Driftbereich aufweist und somit auch einen höheren Temperaturkoeffizienten.

Somit besitzt eine Struktur mit einer geringen Länge des intrinsischen Bereiches und einer geringen technologischen Strukturbreite die besten Voraussetzungen, was den Temperaturkoeffizienten α_{Diode} betrifft.

Zur Bestimmung der Rauscheigenschaften der Teststrukturen wurde ein Rauschmessplatz konzipiert, der die Bestimmung des Rauschens des Bauelementes auch bei kleinen Frequenzen ermöglicht.

Eine gute Abschirmung gegen niederfrequente elektromagnetische Einstrahlung konnte mit einem doppelten Gehäuse, bestehend aus Mu-Metall und Aluminium erreicht werden. Des Weiteren wird ein Rauschmodell aufgestellt, das sämtliche Störrauschquellen erfasst und diese vom gemessenen Gesamtrauschen subtrahiert, um das tatsächliche Rauschen des Bauelementes zu gewinnen. Mit dieser Methode wurde das Messen einer Rauschleistungsdichte des Stromes des Bauelementes von bis zu $1 \times 10^{-26} \text{ A}^2/\text{Hz}$ möglich.

Die Analyse der Rauschmessungen an Bolometer-Teststrukturen zeigt, dass mit höherer Dotierstoffkonzentration das $1/f$ -Rauschen deutlich abnimmt.

Dioden, die eine größere Fläche des pn-Überganges besitzen, zeigen ebenfalls ein geringeres $1/f$ -Rauschverhalten.

Mit zunehmender Länge des intrinsischen Bereiches einer Pin-Diode kann eine Annäherung des $1/f$ -Rauschens an das Hoog'sche Modell beobachtet werden.

Zur Bewertung des Temperatur- und Rauschverhaltens der unterschiedlichen Bolometer-Teststrukturen bezüglich ihrer Auflösung (des NETDs), wurde eine Auslese-Schaltungsvariante in Form eines Integrators vorgestellt.

Das Bauelement wird hierbei mit konstanter Spannung betrieben, um die exponentielle Abhängigkeit des Diodenstromes von der Temperatur auszunutzen.

Die Untersuchung der NETD von den Diodenelementen zeigt, dass der Anteil des Schrotrauschens an der NETD mit zunehmendem Diodenstrom abnimmt. Allerdings steigt zeitgleich der Anteil des $1/f$ -Rauschens an der NETD mit steigendem Diodenstrom an. Es findet sich ein Optimum der NETD, das bei etwa 30nA liegt. Um dieses Optimum in einen höheren Strombereich zu verlegen, muss das $1/f$ -Rauschen der zukünftigen Bolometer gesenkt werden.

Die Senkung der thermischen Leitfähigkeit durch eine Verlängerung und Verdünnung der Bolometerstege kann die Auflösung des Sensors ebenfalls verbessern.

Anschließend wurde der Herstellungsprozess der Diodenbolometer vorgestellt.

Der wichtigste Prozessschritt hierbei ist das „low temperature direct bonding“. In diesem Prozessschritt wird der fabrizierte Sensorwafer mit dem CMOS-Wafer verbunden. Der Bondprozess wurde so optimiert, dass die anfängliche Ausgasung von H_2 aus dem a-Si keine Rolle mehr spielt. Um eine qualitative Aussage über den Zustand des Bondes zu erhalten, wurde ein Messplatz zur Untersuchung der Bondstärke der beiden gebondeten Wafer vorgestellt.

Eine deutliche Verbesserung der Bondstärke kann durch einen Vorausheiz-Schritt der beiden Wafer erreicht werden. Auch die Senkung der Temperaturrampe des Waferbond-Temperschrittes bringt einen signifikanten Anstieg der Bondstärke ($>1,4 \text{ J/m}^2$).

Des Weiteren wurde ein „backside-polishing“-Schritt eingeführt, der die Oberflächenrauigkeit der Rückseite der Wafer verringert. Damit konnte die Justiergenauigkeit der beiden Wafer während des Bondprozesses bis auf weniger als $2 \mu\text{m}$ optimiert werden.

Es folgt ein Waferschleif-Schritt, der das Silizium auf der die Rückseite des Sensorwafers bis zu 5µm über dem „buried oxide“ abschleift, um anschließend mit XeF₂-Gas selektiv das verbleibende Silizium ätzen zu können.

Mit einem Viaätz-Schritt und der Füllung der Via's mit einer Ti/TiN/Al/TiN/Ti-Schichtabfolge wird der elektrische Kontakt zwischen dem Bolometer und der CMOS-Schaltung hergestellt.

Zusätzlich dient die oben genannte Schichtabfolge als Stütze, die die Bolometermembran trägt.

In einem anschließenden Opferschicht-Ätzschritt (a-Si) wird das Bolometerelement freigelegt, es befindet sich dann auf zwei Stützen aufgehängt über dem CMOS-Wafer.

Zur Steigerung der thermischen Isolierung des Bolometers ist ein Vakuum-Package auf dem Prinzip des Weichlötens entwickelt worden.

Auf ein vakuumdichtes Keramikgehäuse wird ein Siliziumdeckel gebondet.

Sowohl auf dem Siliziumdeckel, als auch auf dem Keramikgehäuse befindet sich ein Goldrahmen. Beide Komponenten werden mittels einer Au-/Sn-Legierung verbunden.

Die sich nach dem Bond ergebende Au-/Sn-Legierung stellt eine stabile, durchgehende Schicht dar, die keine Löcher oder Risse aufzeigt.

Anschließend wird ein Vakuumbondprozess vorgestellt, der ein Vakuum in der Kavität des Packages herstellt.

Zur Überprüfung des Druckes in dem Package, wird ein Platindraht in die Kavität gebondet und dessen Widerstand mittels einer 4-Punkt-Messung sehr präzise gemessen.

Vor dem Bondprozess wird der Widerstand als Funktion des Druckes in einem Vakuumofen gemessen. Nach der Vereinigung des Siliziumdeckels mit dem Keramikgehäuse konnte der Druck in der Kavität indirekt über den gemessenen Widerstand bestimmt werden.

Ein Druck von <1mbar konnte nachgewiesen werden, der auch bei 5 Bar Überdruck bei über 130 Testtagen keine Änderung aufwies.

Eine Senkung des Druckes im Package durch den Einbau eines Getters ist möglich.

In dieser Arbeit wurde außerdem gezeigt, dass die Herstellung eines Diodenbolometers mit einer sich unter dem Sensorelement befindlichen Schaltung möglich ist. Zugleich wurde gezeigt, dass Bolometer-Teststrukturen mit einer hohen Dotierung bezüglich der Auflösung ein sehr großes Potential besitzen (NETD < 100mK mit idealer Ausleseschaltung). Das 1/f-Rauschen bei den hier gefertigten Diodenbolometern mit einer mittleren Dotierung ist allerdings zu hoch um das gesteckte Ziel erreichen zu können (NETD ≈ 2K). Es werden aber Wege aufgezeigt, um diesen Wert zu verbessern.

Für zukünftige Diodenbolometer kann aus den hier gewonnenen Erkenntnissen der Schluss gezogen werden, dass sie eine möglichst hohe Dotierstoffkonzentration und eine große Fläche des pn-Überganges besitzen sollen. Eine Überlegung wäre, die Diodengeometrie vertikal aufzubauen, um den negativen Einfluss der Grenzfläche zwischen SiO₂ und dem einkristallinen Silizium auf das 1/f-Rauschen zu minimieren. Des Weiteren bietet diese Lösung einen Weg zur Vergrößerung der Fläche des pn-Überganges, was wiederum eine zusätzliche Verringerung des 1/f-Rauschens zur Folge hätte.

II Abbildungsverzeichnis

Abbildung 4.1 - Dotierstoff- und Ladungsträgerkonzentration einer Diode [13]	15
Abbildung 4.2 - Bändermodell eines abrupten pn-Überganges [12]	17
Abbildung 4.3 - Strom-Spannungscharakteristik einer Zener-Diode	27
Abbildung 4.4 - (a) Aufbau (b) Ladungsträgeranzahl (c) Raumladung (d) Feldverlauf einer Pindiode [11]	27
Abbildung 4.5 - Vorwärtsscharakteristik einer gemessenen SOI-Diode	28
Abbildung 4.6 - Abhängigkeit des Diodenstromes von der Geometriekonstante K	29
Abbildung 4.7 - Abhängigkeit des Diodenstromes vom Idealitätsfaktor n	29
Abbildung 4.8 - Modell einer in Vorwärtsrichtung betriebenen SOI-Diode	30
Abbildung 5.1 - Rauschleistungsdichtespektrum des weißen Rauschens	33
Abbildung 5.2 - Ersatzschaltbild des thermischen Rauschens	34
Abbildung 5.3 - Hochvakuumdiode und influenzierte Stromimpulse [15]	34
Abbildung 5.4 - Generations- und Rekombinationsrauschspektrum [15]	36
Abbildung 5.5 - Generations- und Rekombinationsrauschspektrum eines a) intrinsischen Halbleiters	37
Abbildung 5.6 - $1/f$ -Rauschverlauf durch Überlagerung von Generations-Rekombinationsrauschspektrumen	38
Abbildung 5.7 - gemessener zeitlicher Stromverlauf mit überlagertem Burstrauschen	39
Abbildung 5.8 - Transimpedanzverstärker mit Stromquelle und Impedanz eines Bauelementes	40
Abbildung 5.9 - Schematischer Aufbau der Abschirmung des Messplatzes	41
Abbildung 5.10 - Dämpfung der Abschirmung	42
Abbildung 5.11 - Ersatzschaltbild des Transimpedanzverstärkers	42
Abbildung 5.12 - Kleinsignalersatzschaltbild des Transimpedanzverstärkers mit Millerimpedanz	43
Abbildung 5.13 - Messaufbau zur Bestimmung des Frequenzganges der Spannungsverstärkung	44
Abbildung 5.14 - Gemessener Frequenzgang des SR570 bei zwei verschiedenen Verstärkerstufen	44
Abbildung 5.15 - Frequenzverläufe der Miller- und Eingangsimpedanzen des SR 570	46
Abbildung 5.16 - Kleinsignalersatzschaltbild des SR 570 mit Rauschquellen	46
Abbildung 5.17 - Bestimmung der effektiven Eingangsrauschstromdichte des Operationsverstärkers	48
Abbildung 5.18 - Kleinsignalersatzschaltbild des SR570 zur Bestimmung des Eingangsrauschleistungsdichtespektrums der Spannung $S_{u,in}$	48
Abbildung 5.19 - Messung der Eingangsrauschspannungsquelle $S_{u,in}$	49
Abbildung 5.20 - Modelliertes Verhalten der Eingangsrauschstromquelle $S_{i,in}$	50
Abbildung 5.21 - Modelliertes Verhalten der Eingangsrauschspannungsquelle $S_{u,in}$	51
Abbildung 5.22 - Kleinsignalersatzschaltbild einer SOI-Diode	51
Abbildung 5.23 - Stromteilerverhalten im Verstärkereingangskreis	52
Abbildung 5.24 - Effektive Rauschspannungsdichte des Systemrauschens und einer SOI-PIN-Diode	53
Abbildung 6.1 - Strahlungsspektren für verschiedene Temperaturen [20]	55
Abbildung 6.2 - Atmosphärische Transmission [23]	57
Abbildung 7.1 - Absorptionskoeffizient für unterschiedliche Materialien [24]	58
Abbildung 7.2 - Aufbau eines Thermophile-Sensors [25]	60
Abbildung 7.3 - Aufbau eines pyroelektrischen Sensors [27]	61
Abbildung 7.4 - Aufbau eines Widerstandsmikrobolometers [29]	62
Abbildung 7.5 - (a) Aufbau und (b) elektrische Kontaktierung eines Diodenbolometers von Mitsubishi [31]	63
Abbildung 7.6 - REM-Aufnahme einer Teststruktur	65
Abbildung 7.7 - Absorption α als Funktion vom Schichtwiderstand R des Absorbers und der Wellenlänge λ	66
Abbildung 7.8 - Absorption α als Funktion des Schichtwiderstand R und der Oxiddicke d	67
Abbildung 7.9 - Aufbau eines FTIR-Messplatzes [33]	68
Abbildung 7.10 - Absorption der gemessenen Proben als Funktion der Wellenlänge	69
Abbildung 7.11 - Reflexion der gemessenen Proben als Funktion der Wellenlänge	70
Abbildung 7.12 - Strahlengang vom Strahler zum Bolometer [36]	71
Abbildung 7.13 - Einfache Integratorschaltung zur Auslese des Bolometersignals [36]	75
Abbildung 8.1 - Aufbau eines Diodenbolometers	78
Abbildung 8.2 - (a) Strukturieren der Ansteuer-Elektroden und des Reflektors (b) CMP-polieren der obersten UGS-Schicht (c) Justierung der beiden Wafer zueinander	79
Abbildung 8.3 - Kontaktierung des Diodenbolometers	80
Abbildung 8.4 - Schichtaufbau des CMOS-Wafers	81
Abbildung 8.5 - Strukturierung des SOI-Wafers (a) Querschnitt (b) Winkelansicht	82
Abbildung 8.6 - Aufbau des Sensorelementes (a) Strukturierung und Kontaktierung des einkristallinen Siliziums (b) Unterbrechung der TiN-Schicht	83

Abbildung 8.7 - Schichtaufbau des Sensorwafers	83
Abbildung 8.8 - chemischer Prozessverlauf beim low temperature direct bonding [46].....	84
Abbildung 8.9 - Atomare Kraftverteilung in einer Verbindung von Atomen [47].....	85
Abbildung 8.10 - USG-Schicht (a) direkt nach der Abscheidung (b) nach dem CMP-Prozess.....	86
Abbildung 8.11 - Justierprinzip für das Waferbondverfahren	87
Abbildung 8.12 - Justage des CMOS- und des Sensorwafers.....	88
Abbildung 8.13 - IR-Inspektion der gebondeten Wafer.....	89
Abbildung 8.14 - IR-Aufnahme des Razorbladetests.....	90
Abbildung 8.15 - Temperschnitt für verschiedene Temperaturrampen	91
Abbildung 8.16 - Bondstärke in Abhängigkeit von der Temperaturrampe	91
Abbildung 8.17 - Bondstärke in Abhängigkeit von der Expositionszeit der Plasmaaktivierung	92
Abbildung 8.18 - IR-Aufnahme eines gebondeten Waferpaares.....	93
Abbildung 8.19 - Schichtaufbau (a) eines gebondeten und gegrindeten Wafers (b) eines gebondeten Wafers nach der XeF ₂ -Ätzung	94
Abbildung 8.20 - elektrischer und mechanischer Kontakt eines Diodenbolometers.....	95
Abbildung 8.21 - Strukturierung (a) des Metallkontaktes (b) der Diodenbolometergeometrie.....	95
Abbildung 8.22 - Diodenbolometer vor der Opferschichtätzung	96
Abbildung 8.23 - (a) Aufnahme eines einzelnen Diodenbolometerelementes (b) Aufnahme einer Metallstütze des Bolometerelementes	97
Abbildung 8.24 - Aufnahme eines Diodenbolometerarrays	97
Abbildung 9.1 - Schematischer Aufbau des Vakuum-Packagingkonzeptes	99
Abbildung 9.2 - Schichtaufbau des Goldrahmens auf dem Siliziumdeckel im Querschnitt	100
Abbildung 9.3 - Schmelzverhalten und Phasenentstehung bei einer Gold-/Zinn-Legierung	101
Abbildung 9.4 - Schmelzverhalten und Phasenentstehung bei einer Zinn-Gold-Legierung [64].....	102
Abbildung 9.5 - Temperatur / Zeitprofil des Bondprozesses	102
Abbildung 9.6 - REM-Aufnahme von zwei gebondeten Siliziumdeckeln	103
Abbildung 9.7 - REM-Aufnahme der Grenzfläche zwischen der Nickel-Schicht und der Au- / Sn-Legierung ...	104
Abbildung 9.8 - Prozessverlauf bei der Herstellung des Vakuum-Packagings	104
Abbildung 9.9 - Verlauf des Widerstandes R des Platindrahtes als Funktion des Druckes P	105
Abbildung 9.10 - Langzeitbelastungstest des Vakuum-Packagings.....	106
Abbildung 10.1 - Schematischer Aufbau einer Bolometer-Teststruktur.....	107
Abbildung 10.2 - Geometrischer Aufbau einer Pin-Dioden-Teststruktur.....	108
Abbildung 10.3 - Schematischer Aufbau eines (a) Längs-Pindioden (b) Quer-Pindioden-Teststruktur.....	108
Abbildung 10.4 - Strom-Spannungscharakteristik von zwei Bolometer-Teststrukturen mit unterschiedlicher Dotierung	109
Abbildung 10.5 - Modell einer niedrigdotierten Bolometer-Teststruktur.....	110
Abbildung 10.6 - modellierte Temperatur-Strom-Spannungscharakteristik einer L_1μ_0,6-Diode.....	112
Abbildung 10.7 - Temperatur-Strom-Spannungscharakteristik einer L_1μ_0,6-Diode zur Bestimmung des seriellen Widerstandes	113
Abbildung 10.8 Prozentuelle Abweichung des gemessenen (I_{Dexp}) zum modellierten Diodenstrom (I_{Dtheor})	115
Abbildung 10.9 - Temperaturkoeffizient einer L_1μ_0,6-Diode bei einer Temperatur von 275K-350K.....	115
Abbildung 10.10 - Vergleich des Temperaturkoeffizienten mehrerer Teststrukturen bei 300K.....	116
Abbildung 10.11- Kleinersatzschaltbild einer SOI-Diode.....	117
Abbildung 10.12- Rauschcharakteristik einer niederdotierten und hochdotierten L_1μ_1-Diode bei einem Diodenstrom I_D von 150nA und 1μA.....	117
Abbildung 10.13 - gemessene und modellierte Rauschcharakteristik einer L_1μ_0,6- und Q_1μ_0,6-Diode bei einem Diodenstrom I_D von 150nA-1μA.....	119
Abbildung 10.14 - gemessene und modellierte Rauschcharakteristik verschiedener Teststrukturen bei einem Diodenstrom I_D von 150nA-1μA	120
Abbildung 10.15 - Einfluss des modellierten Schrotrauschens auf die NETD	123
Abbildung 10.16 - Einfluss des modellierten 1/f-Rauschens auf die NETD	123
Abbildung 10.17 - modellierte, gesamte NETD der L_1μ_0,6-Diode	124
Abbildung 10.18 - Einfluss des thermischen Leitwertes g_{th} auf die NETD.....	124
Abbildung 10.19 - Einfluss der Temperatur auf die NETD.....	125
Abbildung 10.20 - Vergleich der NETD mehrerer Teststrukturen	125
Abbildung 10.21 - Einfluss der Dotierstoffkonzentration auf die NETD.....	126
Abbildung 10.22 - Vergleich der Strom-Spannungscharakteristik von unterschiedlich dotierten Teststrukturen und einem Diodenbolometers.....	127
Abbildung 10.23 - Strom-Spannungscharakteristik eines Diodenbolometers bei Temperaturen von 23°C-75,5°C	128
Abbildung 10.24 - Temperaturkoeffizient α_{Diode} eines Diodenbolometers bei unterschiedlichen Arbeitspunkten.....	128

<i>Abbildung 10.25 - Strom-Spannungscharakteristik eines Diodenbolometers mit und ohne Vakuum</i>	<i>130</i>
<i>Abbildung 10.26 - Temperaturdifferenz dT bei eingepprägten Leitungen P auf das Bolometerelement mit und ohne Vakuum</i>	<i>130</i>
<i>Abbildung 10.27 - gemessene und modellierte Rauschcharakteristik eines Diodenbolometers bei 300K</i>	<i>131</i>
<i>Abbildung 10.28 - NETD eines Diodenbolometers bei 300K.....</i>	<i>132</i>

III Tabellenverzeichnis

<i>Tabelle 1 - Verstärkung und Eingangsrauschquellen des Operationsverstärkers</i>	<i>50</i>
<i>Tabelle 2 - Zuordnung der verschiedenen Bereiche der Infrarotstrahlung [22].....</i>	<i>56</i>
<i>Tabelle 3 – Schichtaufbau der Teststrukturen.....</i>	<i>65</i>
<i>Tabelle 4 – extrahierte DC-Parameter einer L_1μ_0,6-Diode.....</i>	<i>113</i>
<i>Tabelle 5 - extrahierte Rauschparameter einer L_1μ_0,6 und einer Q_1μ_0,6-Diode.....</i>	<i>119</i>
<i>Tabelle 6 - extrahierte Rauschparameter einer L_1μ_0,6, einer L_4μ_0,6 und einer L_10μ_0,6 -Diode.....</i>	<i>120</i>
<i>Tabelle 7 - extrahierte Rauschparameter einer L_1μ_0,6,einer L_1μ_0,8 und einer L_1μ_1-Diode.....</i>	<i>121</i>
<i>Tabelle 8 - Parameterwerte zur Bestimmung der NETD</i>	<i>122</i>
<i>Tabelle 9 - Rauschparameter eines Diodenbolometers.....</i>	<i>131</i>

IV Abkürzungen und Formelzeichen

α	Absorptionskoeffizient
$\alpha_{1/f}$	Exponent des Diodenstromes für das 1/f-Rauschen
α_A	Seebeck-Koeffizient
α_B	Seebeck-Koeffizient
α_{Diode}	Temperaturkoeffizient des Stromes
δ	Wegunterschied für zwei Teilstrahlen
ϵ_0	elektrische Feldkonstante
ϵ_{Bolo}	Emissionkoeffizient des Bolometers
ϵ_{str}	Emissionskoeffizient des Strahlers
ϵ_r	relative Permittivität
λ	Wellenlänge
λ_{max}	maximale Wellenlänge
λ_{min}	minimale Wellenlänge
λ_{TiN}	thermische Leitfähigkeit des TiNs
λ_{USG}	thermische Leitfähigkeit des USGs
μ_n	Beweglichkeit der Elektronen
μ_p	Beweglichkeit der Löcher
π	Pi
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante
τ_n	Lebensdauer der Minoritätsladungsträger im p-Halbleiter
τ_p	Lebensdauer der Minoritätsladungsträger im n-Halbleiter
τ_{th}	thermische Zeitkonstante des Bolometers
ν	Wellenzahl
φ	elektrisches Potential
ω_1	untere Kreisfrequenz
ω_2	obere Kreisfrequenz
Φ_{eS}	Strahlungsfluss
Ψ	komplexartige Wellenfunktion
Ω	Raumwinkel
∇	Nabla Operator
w	Breite des intrinsischen Bereiches
b_W	Wiensche Naturkonstante
c	Lichtgeschwindigkeit 3×10^8 m/sec
c_{th}	thermische Kapazität des Bolometers
dL_{Str} / dT_{Str}	Temperturkontrast
d_{TiN}	Dicke des TiNs (Titan-Nitrid)
d_{USG}	Dicke des USGs (undoped silicate glass)
e	Elementarladung
$f_L(W)$	Verteilungsfunktion im Leitungsband
g_{th}	thermischer Leitwert des Bolometers

h	Plancksches Wirkungsquantum 6.62×10^{-34} Js
\hbar	reduzierte plancksche Wirkungsquantum
i	imäginäre Einheit
$\overline{i^2}$	Rauschleistung des Stromes
$\sqrt{\overline{i_{Eing}^2}}$	äquivalenten Eingangsrauschstrom am Eingang des Integrators
k_B	Boltzmann-Konstante 1.38066×10^{-23} J/K
l	Länge des intrinsischen Bereiches
m	Masse eines Teilchens
m_{de}	Zustandsdichte-effektive-Masse der Elektronen
m_{dh}	Zustandsdichte-effektive-Masse der Löcher
n	Ladungsträgerdichte der Elektronen im Leitungsband
n_i	Eigenleitungskonzentration im intrinsischen Silizium (9.85×10^9 [SZE])
n_{n0}	Majoritätsladungsträger im n-Halbleiter
n_{OX}	Brechungsindex für das SiO_2
n_p	Minoritätsladungsträger im p-Halbleiter
n_x	Idealitätsfaktor in einem Betriebsbereich einer Diode
\overline{p}	Ladungsträgerdichte der Löcher in Valenzband
p	pyroelektrische Konstante
p_l	Impuls eines Teilchens
p_n	Minoritätsladungsträger im n-Halbleiter
p_{p0}	Majoritätsladungsträger im p-Halbleiter
t	Zeit
t_{Pixel}	Auslesezeit eines Bolometerelementes
$t_{Shutter}$	Shutterzeit
$\overline{u^2}$	Rauschleistung der Spannung
w	Breite des intrinsischen Bereiches
A_0	Leerlaufverstärkung des Operationsverstärkers
A_{Bolo}	Bolometerfläche
A_{Str}	Fläche des schwarzen Strahlers
$\underline{A}(w)$	Frequenzgang des Operationsverstärkers
C_{int}	Integrationskapazität
D_n	Diffusionskoeffizient der Elektronen
D_p	Diffusionskoeffizient der Löcher
\vec{E}	elektrisches Feld
F_{no}	Blendenzahl
$F(W)$	Fermi-Dirac Verteilungsfunktion
H	Hamiltonfunktion
$ H(f) $	Übertragungsfunktions des Integrators
I_D	Vorwärtsstrom der Diode
\underline{I}_{in}	Eingangsstrom am Transimpedanzverstärker
I_S	Sättigungssperrstrom
J_n	Minoritätsträgerstromdichte der Elektronen
$\vec{J}_{n,Diff}$	Diffusionsstrom der Elektronen
$\vec{J}_{n,Feld}$	Feldstrom der Elektronen
J_p	Minoritätsträgerstromdichte der Löcher

$\bar{J}_{p,Diff}$	Diffusionsstrom der Löcher
$\bar{J}_{p,Feld}$	Feldstrom der Löcher
K_f	Konstante des 1/f-Rauschens
L_n	Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger n_p
L_p	Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger p_n
L_{Str}	Strahldichte
M_C	Anzahl der Minimas in dem Leitungsband
M_λ	spezifische spektrale Ausstrahlung
N_A	Gesamtdichte der Akzeptoratome
N_A^0	Dichte der nicht ionisierten Akzeptoren
N_A^-	Dichte der ionisierten Akzeptoren
N_D	Gesamtdichte der Donatoratome
N_D^0	Dichte der nicht ionisierten Donatoren
N_D^+	Dichte der ionisierten Donatoren
NEP	Noise Equivalent Power
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference
N_L	effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes
N_V	effektive Zustandsdichte des Valenzbandes
PECVD	plasma enhanced chemical vapour deposition
P_{Str}	Leistung des schwarzen Strahlers
$P(t)$	an das Bolometerelement eingeprägte Leistung
Q_{ab}	vom Bolometer absorbierte Leistung
ΔQ_p	Ladungsänderung eines pyroelektrischen Sensors
R	Widerstand des Bolometers
R_I	Stromresponsivität
R_S	serieller Widerstand einer Diode
R_U	Spannungsresponsivität
Si	Silizium
S_i	Rauschleistungsdichtespektrum des Stromes
$\sqrt{S_i}$	Rauschstromdichte
$S_{i,in}$	Eingangsrauschstrom
$S_{i,Diode}$	Rauschleistungsdichtespektrum einer Diode
$S_{i,1/f}$	Rauschleistungsdichtespektrum des 1/f-Rauschens
$S_{i,shot}$	Rauschleistungsdichtespektrum des Schrotrauschens
$S_{out}(w)$	Gesamtrauschen am Ausgang der Transimpedanzverstärkers
S_u	Rauschleistungsdichtespektrum der Spannung
$\sqrt{S_u}$	Rauschspannungsdichte
$S_{u,in}$	Eingangsrauschspannung
S_{uRin}	Rauschspannungsquelle des Eingangswiderstandes R_{in}
T	absolute Temperatur
TiN	Titan-Nitrid
TiW	Titan-Wolfram
T_{Str}	Strahlertemperatur
U	Vorwärtsspannung der Diode

U_{AB}	Spannungsabfall an einem thermophilen Sensor
U_D	Diffusionsspannung
$\underline{U}_{out}(\omega)$	Ausgangsspannung am Transimpedanzverstärker
USG	<u>u</u> ndoped <u>s</u> ilicate <u>g</u> lass
W	Energie
W_F	Fermi-Energie
W_{Fi}	intrinsische Fermi-Energie
W_{Fn}	Fermi-Energie eines n-dotierten Halbleiters
W_{Fp}	Fermi-Energie eines p-dotierten Halbleiters
W_g	Bandlücken-Energie
W_L	Energie des Leitungsbandes
W_V	Energie des Valenzbandes
\underline{Z}_{DUT}	Impedanz des Bauelementes
\underline{Z}_f	Rückkopplungsimpedanz
$\underline{Z}_{fml}(\omega)$	Millersche Impedanz
$\underline{Z}_{in}(\omega)$	Eingangsimpedanz des Transimpedanzverstärkers

V Literaturverzeichnis

- [1] „Development of a 1K x 1K, 8-12 μ m QWIP array”, M. Jhabvala, K.K. Choi, C. Monroy, A. La, Proc. of SPIE 5167, 175-184, 2004.
- [2] „Competitive technologies for third generation infrared photon detectors”, A. Rogalski, Opto-Electronics Review 14, 87-101, 2006.
- [3] „MEMS-Based Uncooled Infrared Bolometer Arrays – A Review”, Frank Niklaus, Christian Vieider, Henrik Jakobsen, Proc. of SPIE, pp. 68360D, 2007.
- [4] „CMOS-compatible fabrication of thermopiles with high sensitivity in the 3-5 μ m atmospheric window”, A. Roncaglia, F. Mancarella, G. C. Cardinali, Sensors and Actuators B 125, pp. 214-223, 2007.
- [5] „Pyroelectric infrared sensors with fast response time and high sensitivity using epitaxial Pb(Zr, Ti)O₃ films on epitaxial γ -Al₂O₃/Si substrates”, Daisuke Akai, Sensors and Actuators: A, Vol. 130, pp 111-113, 2006.
- [6] „Amorphous silicon based uncooled microbolometer IRFPA”, Corinne Vedel, Proc.. of SPIE, vol. 3698, 1999.
- [7] „Fabrication and performance of microbolometer rrays based on nonostructured vanadium oxide thin films”, Sihai Chen, Smart Mater. Struct. Vol. 16, pp. 696-700, 2007.
- [8] „Low-cost far infrared bolometer camera for automotive use”, Christian Vieider, Proceedings Micro System Workshop MSW08, 2008.
- [9] „Micromachined Bolometer With Single-Crystal Silicon Diode as Temperature Sensor”, Pavel Neuzil, IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, OL. 26, NO. 5, 2005.
- [10] „Arrays of Monocrystalline Silicon Micromirrors Fabricated Using CMOS Compatible Transfer Bonding”, IEEE Journal of Microelectromechanical Systems, Vol. 12, No. 4, pp.465-469, 2003.
- [11] S. M. Sze, Semiconductor devices. Physics and technology, 2nd Edition, John Wiley & Sons, USA, 2002.
- [12] Festkörperelektronik, Universität Duisburg-Essen, Prof. Dr. rer. nat. F.-J. Tegude, Oktober 2005.
- [13] „The pn junction diode”, Gerold W. Neudeck, 2nd Edition, 1, 1989.

-
- [14] „Carrier Generation and Recombination in P-N-Junctions and P-N Junction Characteristics”, William Shockley, Proceedings of the IRE, September 1957
- [15] „Rauschen“, R. Muller (Band 15), Springer.
- [16] M. J. Buckingham: Noise in Electronic Devices and Systems, Halsted Press.
- [17] „Analiza tankoplastni detektorskih struktur iz amornega silicija za detekcijo ultra vijoličnega sevanja”, M. Topič/ M. Jankovec, Univerzita Ljubljana (englischer Titel: Analysis of thin-film detector structures of amorphous silicon for detection of ultraviolet radiation).
- [18] Artikel „Mu-Metall“, in: Wikipedia: Die freie Enzyklopädie, URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Mu-Metall> , Stand: 10.02.2010.
- [19] „Physik für Ingenieure“, H. Lindner, W. Siebke, G. Simon, Hanser Fachbuchverlag, 17. Auflage, 2006.
- [20] Artikel „Wiensches Verschiebungsgesetz“, in Wikipedia: Die freie Enzyklopädie, URL: http://de.wikipedia.org/wiki/Wienschens_Verschiebungsgesetz, Stand: 10.02.2010.
- [21] Artikel „Infrared“, in: Wikipedia: Die freie Enzyklopädie, URL: <http://en.wikipedia.org/wiki/Infrared> , Stand: 30.01.2009.
- [22] „Strahlungsphysik im optischen Bereich der Lichttechnik, Benennung der Wellenlängenbereiche“, DIN 5031 Teil 7, 1984.
- [23] „MWIR-Wärmebildkamera mit Mikrobolometer“, H. Budzier, V. Krause, G. Gerlach, D. Wassiliew, DIAS Infrared GmbH – Publikation – Nr. 18.
- [24] „Uncooled Carbon Microbolometer Imager“, California Institute of Technology Pasadena, California, Matthieu Liger, September 2005.
- [25] „CMOS-based Thermal Sensors“, T. Akin, Advanced Micro & Nanosystems Vol. 2: CMOS-MEMS, editiert von H. Baltes, O. Brand et al., Wiley-VCH, 2005.
- [26] „Uncooled infrared focal plane array having 128x128 thermopile detector elements“, S. Matsumoto, M. Uchida et al., Proc. of SPIE Vol. 2269, Infrared Technology XX, 1994.
- [27] „Micromachined infrared detectors based on pyroelectric thin films“, P. Muralt, Reports on Progress in Physics, Vol. 64, no. 10, pp. 1339-1388, 2001.
- [28] „MEMS-Based Uncooled Infrared Bolometer Arrays – A Review“, F. Niklaus, C. Vieider, H. Jakobsen, MEMS/MOEMS Technologies and Applications III, Proc. of SPIE Vol. 6836, 2007.
- [29] „Latest amorphous silicon microbolometer developments at LETI-LIR“, Jean-Jacques. Yon, Eric Mottina, Jean-Luc Tissot, Proc. of SPIE Vol. 6940, Infrared Technology and Applications XXXIV.

-
- [30] „Uncooled amorphous silicon 1/4 VGA IRFPA with 25 µm pixel-pitch for High End applications”, A. Crastes, J.L. Tissot, M. Vilain, O. Legras, S. Tinnes, C. Minassian, P. Robert, B. Fieque, Proc. of SPIE Vol. 6940, Infrared Technology and applications XXXIV, 2008.
- [31] „640x480 pixel uncooled infrared FPA with SOI diode detectors”, M. Ueno et al., Proc. SPIE, Vol. 5783, pp. 567-577, 2005.
- [32] „Application of interferometric enhancement to self-absorbing thin film thermal IR detectors”, K. C. Liddiard, Infrared Phys. 34(4), 379–387 (1993).
- [33] „Optische Eigenschaften von Silizium-Nanopartikeln”, Andreas Gondorf, Universität Duisburg-Essen, 2006.
- [34] „Infrared Absorption Spectrum of Silicon Dioxide”, R. Hanna, J. Amer. Ceram. Soc. 48, 1965.
- [35] „Monolithic Silicon Microbolometer Arrays“, R.A.Wood, in Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems, edited by P. Kruse, D. Skatrud, Vol. 47, Semiconductors and Semimetals, pp. 43-121, Academic Press, 1997
- [36] „Rauscharme Ausleseschaltungen für die FIR-Sensorik“, Daniel Würfel, Universität Duisburg-Essen, 2010
- [37] „Field assisted glass-metal sealing”, G. Wallis, and D. I. Pomerantz, Journal of Applied Physics, Vol. 40, No. 10, (1969), pp. 3946.3949.
- [38] „Plasma assisted room temperature bonding for MST”, Weinert A, Amirfeiz P., Bengtsson S., Sensors and Actuators A: Physical, Volume 92, Number 1, 1 August 2001 , pp. 214-222(9)
- [39] „Intermediate wafer level bonding and interface behaviour”, C. T. Pan, P. J. Cheng, M. F. Chen, and C. K. Yen. Microelectronics Reliability, Vol. 45, (2005), pp. 657.663.
- [40] „Low temperature full wafer adhesive bonding of structured wafers”, F. Niklaus, H. Andersson, P. Enoksson, and G. Stemme.. Sensors and Actuators A, Vol. 91, (2001), pp. 235.241.
- [41] „Adhesive wafer bonding using partially cured benzocyclobutene for three-dimensional integration”, F. Niklaus, R. J. Kumar, J. J. McMahon, J. Yu, J.-Q. Lu, T. S. Cale, and R. J. Gutmann, Journal of the Electrochemical Society, Vol. 153, No. 4, (2006), pp. G291.G295.
- [42] „Fluxless wafer bonding with Sn-rich Sn-Au duallayer Structure”, J. Kim, and C. C. Lee, Materials Science and Engineering A, Vol. 417, (2006), pp.143.148.
- [43] „The indent reflow sealing (IRS) technique - A method for the fabrication of sealed cavities for MEMS devices”, H. A. C. Tilmans, M. D. J. Van der Peer, and E. Beyne, Journal of Microelectromechanical Systems, Vol. 9, No. 2, (2000), pp. 206.217.

-
- [44] „Selective bonding and encapsulation for wafer-level vacuum packaging of MEMS and related micro systems”, Y. Tao, A. P. Malshe, and W. D. Brown, *Microelectronics Reliability*, Vol. 44 (2004), pp. 251.258.
- [45] „Glass frit bonding: an universal technology for wafer level encapsulation and packaging”, R. Knechtel, *Microsystem Technologies* Vol. 12, (2005), pp. 63.68.
- [46] „Direct wafer bonding for MEMS and microelectronics”, Tommi Suni, Helsinki University of Technology (Espoo, Finland), August, 2006.
- [47] „Adhesive wafer bonding”, Frank Niklaus, *Journal of Applied Physics* Vol. 99, 2006.
- [48] „Low Temperature Bonding Using In-Situ Radical Activation”, Tony Rogers, Nick Aitken, 214th ECS Meeting, Volume 16, Issue 8, 2008, Honolulu
- [49] S. Bengtsson, and P. Amirfeiz. Room temperature wafer bonding of silicon, oxidized silicon and crystalline quartz. *Journal of Electronic Materials*, Vol. 29, No. 7, (2000), pp. 909.915.
- [50] “Chemical free room temperature wafer to wafer direct bonding”, S. N. Farrens, J. R. Dekker, J. K. Smith, and B. E. Roberds, *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 142, No. 11, (1995), pp. 3949.3955.
- [51] „Low temperature silicon direct bonding for application in micromechanics: bonding energies for different combinations of oxides”, G. Kräuter, A. Schumacher, and U. Gösele, *Sensors and Actuators A*, Vol. 70, (1998), pp. 271.275.
- [52] “The effect of plasma pretreatment on the Si/Si bonding behaviour”, Reiche, K. Gutjahr, D. Stolze, D. Burczyk, M. Petzold, *Proceedings of the Fourth International Symposium on Semiconductor Wafer Bonding: Science, Technology and Applications*, 1998, pp. 437–444.
- [53] “Semiconductor Wafer Bonding”, Q.-Y. Tong, and U. Gösele, John Wiley & Sons, Inc. (1999).
- [54] „Wafer direct bonding: tailoring adhesion between brittle materials”, A. Plössl, and G. Kräuter, *Materials Science and Engineering*, Vol. R25, (1999), pp. 1.88.
- [55] „Low temperature wafer bonding for thin silicon film transfer”, D. Goustouridis, *science direct, Sensors and Actuators A* 110 (2004) 401–406, September 2003.
- [56] „Monocrystalline Diode Bolometer made by Low Temperature Direct Wafer Bonding”, Piotr Kropelnicki, H. Vogt, Fraunhofer IMS, Duisburg, *Conference on Wafer Bonding for Microsystems 3D- and Wafer Level Integration*, Grenoble, 2009.

-
- [57] „Investigation of the hermeticity of bcb-sealed cavities for housing (RF-)MEMS devices”, A. Jourdain, P. de Moor, IEEE international conference on micro electro mechanical systems No15, Las Vegas NV , ETATS-UNIS (20/01/2002) 2002, pp. 677-680.
- [58] „Cu/Sn Isothermal Solidification Technology for Hermetic Packaging of MEMS”, Li LI*, Jiwei JIAO, Le LUO, Yuelin WANG, Proceeding of the 1st IEEE International Conference of Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, January 18-21, 2006, Zhuhai, China.
- [59] „Ultrasonic Bonding of In/Au and Al/Al for Hermetic Sealing of MEMS Packaging,” Jongbaeg Kim, Mu Chiao and Liwei Lin, in 15th Annu. IEEE Int. MicroElectro Mechan. Syst. Conf., 2002, pp. 415–418.
- [60] „Batch Micropackaging by Compression-Bonded Wafer -Wafer Transfer”, Michel M. Maharbiz* Michael B. Cohn Roger T. Howe* Roberto Horowitz* Albert P. Pisano*, in MEMS '99, Orlando, FL, Jan. 17–21, 1999, pp. 482–9.
- [61] „Hermetic Packaging Using Eutectic SnPb Solder and Cr/Ni/Cu Metallurgy Layer”, Annie T. Huang, Chung-Kuang Chou, and Chih Chen, IEEE transactions on advanced packaging, Vol. 29, No. 4, November 2006.
- [62] „Au-Sn alloy phase diagram and properties related to its use as a bonding medium”, Goran S. Matijasevic, Chin C. Lee and Chen Y. Wang, Thin Solid Films 223, 1993.
- [63] „Microstructural Characterization of Au/Sn Solder for Packaging in Optoelectronic Applications”, D. G. Ivey, Micron Vol. 29, No. 4, 1998.
- [64] „The Au-Sn phase diagram”, J. Ciulik and M.R. Notis, J. Alloys. Comp., 191 (1993) p. 71.
- [65] „Microstructural evolution of eutectic Au-Sn solder joints”, Ho Geon Song, University of California, 2002.
- [66] Artikel „Drahtbonden“, in: Wikipedia: Die freie Enzyklopädie, URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Drahtbonden>, Stand: 10.02.2010.
- [67] „Effects of pn-junctions bordering on surfaces investigated by means of 2D-modeling“, Kuhn, R, Fakultät für Phys., Konstanz Univ., IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Sep 2000.
- [68] „Effects of pn-junctions bordering on surfaces investigated by means of 2D-modeling“, Kuhn, R, Fakultät für Phys., Konstanz Univ., IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Sep 2000.
- [69] „Distinction between Avalanche and Tunneling Breakdown in One-Side Abrupt Junctions”, H. Albrecht, Institut für Technische Elektronik, Technische Universität München, Applied Physics Vol. 16, 1978.

-
- [70] „Local activation energy and shape factor of current-voltage curve as investigation tools for semiconductor barrier structures“, Corneliu Popescu, Institute of Physics and Technology of Materials Bucharest, American Institute of Physics, 1996.
- [71] „Recombination Current Modeling and Carrier Lifetime Extraction in Dual-Gate Fully-Depleted SOI Devices“, Thomas Ernst, IEEE Transactions on Electron Devices Vol. 46, 1999.
- [72] „Effective Carrier Lifetime and Base-Widening in Short p^+nn^+ -Diodes“, W.-D. Drews, Siemens AG, Applied Physics Vol. 6, 1975.
- [73] „Rauschen von a-Si:H-pin-Dioden für TFA-Bildsensorarrays“, Frank Blecher, Universität-Gesamthochschule Siegen, 2002.